



**UNIVERZITET U NIŠU**  
**ELEKTRONSKI FAKULTET**



**Tijana Ž. Dimitrijević**

**RAZVOJ I PRIMENA KOMPAKTNOG ŽIČANOG TLM  
MODELA ZA EFIKASNIJE PROJEKTOVANJE I ANALIZU  
MIKROTALASNIH STRUKTURA CILINDRIČNE  
GEOMETRIJE**

- doktorska disertacija -

Niš, 2014.



UNIVERSITY OF NIŠ  
FACULTY OF ELECTRONIC ENGINEERING



**Tijana Ž. Dimitrijević**

**DEVELOPMENT AND APPLICATION OF THE COMPACT  
WIRE TLM MODEL FOR MORE EFFICIENT DESIGNING  
AND ANALYSIS OF MICROWAVE STRUCTURES OF  
CYLINDRICAL GEOMETRY**

PhD thesis

Niš, 2014.



UNIVERZITET U NIŠU  
ELEKTRONSKI FAKULTET



**Tijana Ž. Dimitrijević**

**RAZVOJ I PRIMENA KOMPAKTNOG ŽIČANOG TLM  
MODELA ZA EFIKASNIJE PROJEKTOVANJE I ANALIZU  
MIKROTALASNIH STRUKTURA CILINDRIČNE  
GEOMETRIJE**

- doktorska disertacija -

**Mentor:**

dr Nebojša Dončov, redovni profesor, Elektronski fakultet, Univerzitet u Nišu

**Komisija za ocenu i odbranu doktorske disertacije:**

dr Nebojša Dončov, redovni profesor, Elektronski fakultet, Univerzitet u Nišu

dr Vera Marković, redovni profesor, Elektronski fakultet, Univerzitet u Nišu

dr Branko Kolundžija, redovni profesor, Elektrotehnički fakultet, Univerzitet u Beogradu

dr Olivera Pronić-Rančić, redovni profesor, Elektronski fakultet, Univerzitet u Nišu

dr Nataša Maleš-Ilić, vanredni profesor, Elektronski fakultet, Univerzitet u Nišu

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

Niš, 2014.

Deo rezultata prikazanih u disertaciji proistekli su iz istraživanja u okviru projekta III44009 – „*Razvoj digitalnih tehnologija i umreženih servisa u sistemima sa ugrađenim elektronskim komponentama*“, finansiranog od strane Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije, kao i u okviru projekta LINAMP – „*Razvoj linearizacione tehnike za širokopojasne i/ili dual band pojačavače snage za primene u zemaljskim mikrotalasnim linkovima*“, realizovanog u okviru Programa zajedničkog unapređenja razmene učesnika na DAAD projektima bilateralne saradnje između Nemačke i Republike Srbije.

This work was partially supported by the Ministry of Education, Science and Technological development of Republic of Serbia, under the project III44009 – „*Development of embedded systems with connected services and digital technology*“, and by German Academic Exchange Service - DAAD and Ministry of Education, Science and Technological development of Republic of Serbia within a bilateral programme between Germany and Serbia, under the project LINAMP – „*Development of linearization technique for broadband and/or dualband power amplifiers in terrestrial microwave links*“.



---

*"Ništa čoveka ne čini tako srećnim kao pošteno uverenje da je dao sve od sebe."*

*Mihajlo Pupin*

*Zahvalnost za izradu ove disertacije dugujem:*

- *preminulom doc. dr Vladi Stankoviću i prof. dr Bratislavu Milovanoviću, na mogućnosti da budem deo okruženja inspirativnog za profesionalno usavršavanje i sticanje raznolikih iskustava,*
- *mentoru, prof. dr Nebojši Dončovu, na pomoći, sugestijama i smernicama za prevazilaženje prepreka,*
- *dr Jugoslavu Jokoviću, 'submentoru', čija su ingenioznost i nepresušne ideje, uz kritički osvrt i podsticajni optimizam, najviše zaslužni za izradu ove disertacije,*
- *dr Aleksandru Atanaskoviću, na nesebičnoj pomoći u dobijanju merenih rezultata,*
- *dr Zoranu Stankoviću, na pomoći u rešavanju tehničkih problema,*
- *prof. dr Nataši Maleš-Ilić, na mogućnosti da budem deo projekta zahvaljujući kome je značajan deo eksperimentalnih modela praktično realizovan i izmeren,*
- *dr Kurt Blau-u i prof. dr Matthias Hein-u (Technische Universitaet Ilmenau, Nemačka), za praktičnu realizaciju eksperimentalnih modela antena i merenja izvršena u okviru laboratorije 'RF and Microwave Research Laboratory', Technische Universitaet Ilmenau,*
- *laborantu Zoranu Đorđeviću, na pomoći oko modifikacije praktičnih modela antena,*
- *prijateljicama, dr Bojani Petković i dr Milici Rančić, na korisnim sugestijama, prijateljskom podstreku i emotivnom pražnjenju,*
- *sestri i majci, za безусловnu ljubav, podršku i žrtvu koju su podnele tokom mog obrazovanja, kao i ocu, koji je uvek verovao u mene, ali nije dočekao ovaj trenutak,*
- *suprugu Slaviši, na podršci i strpljenju u proteklom stresnom periodu,*
- *svojim dušama, Noletu i Nađi, bez kojih sve ovo ne bi imalo smisla.*

---



---

**I Autor**


---

Ime i prezime	Tijana Ž. Dimitrijević
Datum i mesto rođenja	10.01.1977. godine, Niš, Republika Srbija

---

**II Doktorska disertacija**


---

Naslov	Razvoj i primena kompaktnog žičanog TLM modela za efikasnije projektovanje i analizu mikrotalasnih struktura cilindrične geometrije
Ključne reči	TLM metod, cilindrična mreža, kompaktni žičani model, cilindrični rezonator, koaksijalno opterećenje, kružna <i>patch</i> antena, koaksijalna pobuda
Naučna oblast	Elektrotehničko i računarsko inženjerstvo
Uža naučna oblast	Telekomunikacije
UDK broj	(621.37:537-692):004.4

---

**Rezime**

U disertaciji je prezentovan postupak realizacije i implementacije kompaktnog žičanog modela u TLM (*Transmission Line-Matrix*) metod u cilindričnom koordinatnom sistemu za potrebe modelovanja mikrotalasnih struktura cilindrične geometrije u prisustvu žičanih elemenata. Ovim pristupom, izbegnuta je nepreciznost prilikom aproksimativnog modelovanja struktura kružnog poprečnog preseka primenom pravougaone TLM mreže i prevaziđena su ograničenja ove mreže, posebno izražena u prisustvu žičanih elemenata i opterećenja sa gubicima. Zahvaljujući ovom pristupu, realizovani su modeli koji zahtevaju manji broj TLM čvorova za opis struktura cilindrične geometrije u poređenju sa modelima u pravougaonim koordinatama, što doprinosi uštedi računarskih resursa i redukovanju vremena trajanja simulacija.

Kao rezultat softverske implementacije kompaktnog žičanog modela u TLM metod u cilindričnom koordinatnom sistemu proistekao je programski kod pod nazivom *3DTLMcyl\_cw*, čije su karakteristike i mogućnosti detaljno opisane. Usled strukture cilindričnog koordinatnog sistema i empirijske prirode kompaktnog modela, postupkom implementacije žičanog modela trebalo je obuhvatiti promenu parametara žičanih elemenata uslovljenu promenljivim poprečnim presekom TLM ćelija, kroz koje se prostire radijalno postavljen žičani segment. U tom cilju, realizovan je dodatni algoritam povezivanja žičanih segmenata koji pripadaju TLM čvorovima različitih parametara žičane

mreže.

Realizovan nekomercijalni softver, zasnovan na integralnom cilindričnom TLM metodu, predstavlja veoma pogodan alat za modelovanje mikrotalasnih struktura cilindrične geometrije. Njegove mogućnosti su istražene na većem broju primera, koji se mogu podeliti u dve grupe. Jednoj grupi pripadaju cilindrični rezonatori, koji predstavljaju zatvorene strukture, dok drugu grupu čine kružne mikrostrip *patch* antene kao primeri modelovanja otvorenih problema. Kod cilindričnih rezonatora, poseban akcenat je stavljen na mogućnost modelovanja radijalno postavljenih žičanih elemenata većeg poluprečnika nego što TLM pristup u pravougaonim koordinatama dozvoljava. Takođe, istaknute su prednosti prezentovanog solvera na primeru modelovanja cilindričnog rezonatora sa koaksijalno postavljenim opterećenjem. Kroz primere modelovanja mikrostrip *patch* antena kružnog oblika pobuđenih preko koaksijalnog provodnika, pokazano je da uključivanje žičanog elementa u model omogućava precizno određivanje položaja koaksijalne pobude u cilju optimizacije performansi antene. Pored preciznog modelovanja kružnih provodnih površi antena, prednosti primene cilindrične TLM mreže posebno dolaze do izražaja kod konfiguracija kružnih *patch* antena sa prorezima duž radijalnog i/ili ugaonog pravca cilindričnog koordinatnog sistema.

U najvećem delu primera razmatranih u disertaciji, numerički rezultati su upoređeni sa merenim rezultatima dobijenim na osnovu praktično realizovanih modela cilindričnih rezonatora i kružnih *patch* antena.

---



---

**I Author**


---

Name	Tijana Ž. Dimitrijević
Date and place of birth	10.01.1977, Niš, Republic of Serbia

---

**II PhD thesis**


---

Title	Development and application of the compact wire TLM model for more efficient designing and analysis of microwave structures of cylindrical geometry
Key words	TLM method, cylindrical mesh, compact wire model, cylindrical cavity resonators, coaxial load, circular <i>patch</i> antennas, coaxial feed
Scientific area	Electrical and Computer Engineering, Telecommunications
UDK number	(621.37:537-692):004.4

---

**Abstract**

This thesis describes a development of the compact wire model and its implementation into the numerical TLM (Transmission Line-Matrix) method based on the cylindrical coordinate system for the purpose of modelling of cylindrical microwave structures containing wire elements. Presented approach overcomes possible uncertainty related to modelling of curved boundaries when the rectangular grid based TLM method is applied and limitations of the rectangular mesh particularly emphasized in the cylindrical structures containing wire elements and lossy loads. Consequently, a smaller number of TLM nodes is required contributing significant reductions in a memory storage and computer run-time in TLM simulations.

Software implementation of the compact wire model into the cylindrical grid based TLM method resulted in the self-written code *3DTLMcyl\_cw*, which characteristics and possibilities are described in detail. Due to the cylindrical grid structure and an empirical nature of the compact model, its implementation has to take into account a change of wire parameters with a variable cross-section of the TLM nodes through which a radially placed wire conductor passes. For that purpose, an additional algorithm handling the connecting procedure for wire segments belonging to the TLM nodes with different cross-sections is developed.

The corresponding non-commercial software based on the integral cylindrical TLM method is found to be a versatile tool which is ideally suited to the modelling of structures of cylindrical geometry. This is demonstrated on a number of examples which are divided in two categories: cylindrical cavity resonators as closed structures and microstrip circular *patch* antennas representing open problems. In the former case, a particular emphasis is placed on the possibility of modelling of radially placed probes with greater radius than the corresponding rectangular TLM mesh allows for. Also, a significant advantage of the developed solver is accentuated through the modeling of a coaxially placed dielectric used as a load of cylindrical cavity resonators. The latter category refers to the possibility of modelling of wire elements that are used as coaxial feeds, enabling prediction of the feed position in order to optimize the antenna's performance. Besides accurate modeling of a circular radiating patch, it is shown that description of annular rings or narrow ring slots using the cylindrical mesh is straightforward compared to the rectangular grid based TLM method.

In most examples considered in this thesis, numerical data are verified by comparison with measured results obtained from fabricated experimental models of cylindrical cavity resonators and circular *patch* antennas.

# SADRŽAJ

Spisak tabela .....	x
Spisak slika .....	xi
1 Uvod.....	1
1.1 Numeričko modelovanje mikrotalasnih struktura .....	1
1.2 Motivacija i osnovni ciljevi disertacije .....	2
1.3 Sadržaj disertacije .....	5
2 Integralni cilindrični 3-D TLM metod .....	9
2.1 Razvoj Transmission-Line Matrix (TLM) metoda u pravougaonom koordinatnom sistemu.....	12
2.1.1 TLM metod u dvo-dimenzionalnom prostoru.....	13
2.1.2 TLM metod u tro-dimenzionalnom prostoru .....	17
2.1.3 Neuniformna TLM mreža .....	17
2.2 3-D TLM metod u cilindričnom koordinatnom sistemu .....	21
2.2.1 Generalni simetrični kondenzovani čvor u cilindričnom koordinatnom sistemu.....	22
2.2.1.1 Generalne TLM relacije.....	23
2.2.1.2 Simetrični kondenzovani čvor sa stabovima .....	29
2.2.1.3 Hibridni simetrični kondenzovani čvor .....	31
2.2.1.4 Modelovanje nehomogenih sredina i sredina sa gubicima .....	33
2.2.2 Procedura rasejanja .....	35
2.2.2.1 Rasejanje na vodovima .....	36
2.2.2.2 Rasejanje na stabovima .....	38
2.2.2.3 Izvođenje ekvivalentnog ukupnog napona .....	40
2.2.2.4 Izvođenje ekvivalentne ukupne struje .....	42
2.2.3 Procedura povezivanja .....	44
2.2.4 Modelovanje graničnih površi .....	47
2.2.4.1 Spoljašnje granične površi.....	48

2.2.4.2	Unutrašnje granične površi.....	50
2.2.5	Pobuda.....	51
2.2.6	Impulsna pobuda.....	51
2.2.6.1	Pobuda na žičanom provodniku .....	52
2.3	Kompaktni 3-D TLM žičani model u cilindričnom koordinatnom sistemu.....	52
2.3.1	Opšta žičana mreža .....	53
2.3.2	Parametri žičane mreže .....	56
2.3.3	Matrica rasejanja za opštu žičanu mrežu .....	59
2.3.4	TLM modeli žičanih opterećenja .....	62
2.3.5	Povezivanje žičanih čvorova.....	63
2.4	Softverska implementacija integralnog cilindričnog 3-D TLM metoda .....	65
2.4.1	Ulazna datoteka.....	67
2.4.2	<i>3DTLMcyl_cw</i> algoritam .....	69
2.4.3	Pobuda i odziv.....	70
2.4.4	Proračun <i>S</i> parametara .....	71
2.4.5	Proračun ulazne impedanse.....	74
3	Modelovanje i analiza rezonatora cilindrične geometrije .....	75
3.1	Teorijska analiza metalnog rezonatora kružnog poprečnog preseka .....	77
3.2	Primena integralnog cilindričnog TLM metoda na modelovanje cilindričnih rezonatora .....	83
3.2.1	Cilindrični rezonator bez opterećenja .....	86
3.2.1.1	Cilindrični rezonator sa impulsnom pobudom .....	86
3.2.1.2	Cilindrični rezonator sa pobudnom sondom.....	90
3.2.1.3	Cilindrični rezonator sa pobudnom i prijemnom sondom .....	94
3.2.1.4	Uticaj žičanih elemenata na rezonantne frekvencije .....	100
3.2.1.5	Cilindrični rezonator sa radijalno postavljenim sondama .....	107
3.2.2	Cilindrični rezonator sa dielektričnim opterećenjem.....	109
3.2.2.1	Cilindrični rezonator sa spregnutim sondama u prisustvu planparalelno postavljenih slojeva dielektrika.....	110
3.2.2.2	Koaksijalno opterećen cilindrični rezonator sa spregnutim sondama .....	114
4	Modelovanje i analiza mikrostrip antena kružnog oblika .....	122
4.1	Teorijska analiza kružne mikrostrip antene .....	123
4.1.1	Osnovne karakteristike mikrostrip antena .....	125

---

4.1.2	Aproksimativni <i>cavity model</i> .....	127
4.1.2.1	Komponente polja antene prema <i>cavity model</i> -u .....	129
4.1.2.2	Rezonantna frekvencija kružne mikrostrip <i>patch</i> antene .....	132
4.1.2.3	Rezonantna frekvencija kružne mikrostrip <i>patch</i> antene sa vazdušnim procepom .....	134
4.1.2.4	Rezonantna frekvencija invertovane kružne <i>patch</i> antene .....	136
4.1.3	Dijagram zračenja antene .....	139
4.1.4	Snaga zračenja i konduktanse .....	141
4.1.5	Direktivnost, $Q$ faktor, propusni opseg .....	143
4.1.6	Ulazna impedansa .....	146
4.1.6.1	Ulazna impedansa kružne mikrostrip antene .....	147
4.1.6.2	Ulazna impedansa invertovane kružne mikrostrip antene .....	149
4.1.6.3	Reaktansa pobude .....	150
4.1.6.4	Karakteristike antena na osnovu <i>cavity model</i> -a .....	150
4.2	Primena integralnog cilindričnog TLM metoda na modelovanje kružnih mikrostrip <i>patch</i> antena .....	151
4.2.1	TLM model kružne mikrostrip antene sa koaksijalnom pobudom .....	152
4.2.2	Kružna mikrostrip <i>patch</i> antena .....	153
4.2.3	Kružna mikrostrip <i>patch</i> antena sa vazdušnim procepom .....	158
4.2.4	Invertovana kružna mikrostrip <i>patch</i> antena (IMCP) .....	160
4.2.5	Invertovana kružna mikrostrip antena sa metalnim oklopom .....	169
4.2.6	Kružna <i>patch-ring</i> antena .....	174
4.2.7	Kružna <i>open-ring-slot</i> <i>patch</i> antena .....	178
5	Zaključak .....	181
5.1	Pregled ostvarenih rezultata .....	181
5.2	Osnovne karakteristike TLM algoritma u cilindričnom koordinatnom sistemu .....	187
5.3	Doprinosi disertacije .....	189
5.4	Pravci budućih istraživanja .....	190
6	Literatura .....	192



---

## SPISAK TABELA

Tabela 3.1. <i>Poređenje rezultata TLM modelovanja cilindričnog rezonatora korišćenjem pravougaone i cilindrične mreže sa analitičkim vrednostima</i> .....	90
Tabela 3.2. <i>Numeričke i merene vrednosti pobuđenih modova cilindričnog rezonatora za dužinu sonde <math>d = 3</math> cm u frekvencijskom opsegu <math>f = [1.50 \div 3.50]</math> GHz</i> .....	101
Tabela 3.3 <i>Vrednosti rezonantnih frekvencija koaksijalno opterećenog cilindričnog rezonatora sa spregnutim sondama</i> .....	120
Tabela 4.1 <i>Vrednosti korena izvoda Bessel-ove funkcije prve vrste n-tog reda</i> .....	133
Tabela 4.2 <i>Rezonantna frekvencija, <math>S_{11}</math> parametar i KST kružne mikrostrip antene (FR4)</i> ...	157
Tabela 4.3 <i>Rezonantna frekvencija kružne mikrostrip antene sa vazдушnim procepom</i> .....	160
Tabela 4.4 <i>Rezonantna frekvencija, <math>S_{11}</math> parametar i KST invertovane kružne mikrostrip antene (FR4)</i> .....	163

## SPISAK SLIKA

Sl. 2.1 Formiranje talasnog fronta prema Huygens-u.....	14
Sl. 2.2 Dvo-dimenzionalna mreža vodova .....	14
Sl. 2.3 Šema dvo-dimenzionalne TLM mreže: a) impulsna pobuda i b), c) i d) rezultati rasejanja talasa u više uzastopnih vremenskih koraka.....	16
Sl. 2.4 Tro-dimenzionalni TLM čvorovi.....	18
Sl. 2.5 Neuniformna TLM mreža.....	19
Sl. 2.6 Modelovanje cilindričnih graničnih površi pravougaonom mrežom .....	20
Sl. 2.7 Ortogonalna polarna mreža u $\varphi$ -r ravni.....	21
Sl. 2.8 Simetrični kondenzovani čvor (SCN) u cilindričnom koordinatnom sistemu.....	23
Sl. 2.9 Modelovanje kapacitivnosti u r-smeru .....	25
Sl. 2.10 Modelovanje induktivnosti u z-smeru .....	25
Sl. 2.11 Neuniformna cilindrična mreža u $\varphi$ -r ravni .....	34
Sl. 2.12 a) Ekvivalentan ukupan napon, b) Ekvivalentna ukupna struja.....	36
Sl. 2.13 Vodovi koji pobuđuju $E_r$ komponentu polja.....	40
Sl. 2.14 Vodovi koji pobuđuju $H_z$ komponentu polja .....	42
Sl. 2.15 Tro-dimenzionalna mreža TLM čvorova .....	45
Sl. 2.16 Razdvojna površ između dva segmenta čvorova .....	46
Sl. 2.17 TLM čvorovi u r- $\varphi$ ravni.....	47
Sl. 2.18 Spoljašnja granična površ cilindrične strukture .....	48
Sl. 2.19 Koeficijenti refleksije i transmisije na graničnim površima.....	50
Sl. 2.20 Žičana mreža za modelovanje pravih žičanih segmenata, lukova i spojeva ubačena unutar TLM čvora .....	53
Sl. 2.21 Konfiguracija žičane mreže za pravi žičani segment koji se prostire u i smeru .....	54
Sl. 2.22 Veza između opšte žičane mreže i TLM čvorova .....	55
Sl. 2.23 Odgovarajući TLM portovi i ekvivalentni strujni izvor.....	56
Sl. 2.24 Opšta žičana mreža .....	60

Sl. 2.25 Thevenin-ovo ekvivalentno kolo za opštu žičanu mrežu .....	61
Sl. 2.26 Ekvivalentno kolo za žičanu mrežu sa Sl. 2.27 .....	63
Sl. 2.27 Žičana mreža sa slučaj pravolinijskog segmenta u i smeru sa opterećenjem između tačaka a i b .....	63
Sl. 2.28 a) TLM čvorovi u r $\phi$ ravni kroz koje žičani segment prolazi, b) razdvojna površ dva čvora .....	64
Sl. 2.29 Ekvivalentno kolo za tzv. TLM žičani port .....	73
Sl. 3.1 Savršen metalni talasovod proizvoljnog poprečnog preseka .....	78
Sl. 3.2 Geometrija savršenog metalnog rezonatora kružnog poprečnog preseka .....	81
Sl. 3.3 Model praznog cilindričnog rezonatora sa pobudnom i prijemnom sondom .....	83
Sl. 3.4 Eksperimentalni cilindrični metalni rezonator kružnog poprečnog preseka .....	84
Sl. 3.5 Eksperimentalni sistem za merenje rezonantnih frekvencija .....	85
Sl. 3.6 Izgled sonde za pobuđivanje rezonatora .....	85
Sl. 3.7 Model praznog cilindričnog rezonatora .....	87
Sl. 3.8 Rezonanta frekvencija cilindričnog rezonatora u funkciji koraka diskretizacije za a) TE <sub>111</sub> mod, b) TM <sub>011</sub> mod .....	88
Sl. 3.9 E <sub>r</sub> komponenta polja dobijena primenom cilindrične TLM mreže sa impulsnom pobudom .....	89
Sl. 3.10 Model cilindričnog rezonatora sa pobudnom sondom .....	91
Sl. 3.11 Karakteristike refleksije cilindričnog rezonatora sa pobudnom sondom za različite dužine sonde .....	94
Sl. 3.12 Karakteristike refleksije i transmisije cilindričnog rezonatora sa spregnutim sondama za dužine sondi a) 1cm, b) 2cm, c) 3cm, d) 4cm, e) 5cm .....	99
Sl. 3.13 Zavisnost rezonantnih frekvencija pobuđenih modova u neopterećenom cilindričnom rezonatoru od dužine sondi .....	102
Sl. 3.14 Zavisnost rezonantnih frekvencija moda TE <sub>211</sub> u neopterećenom cilindričnom rezonatoru od dužine sondi .....	102
Sl. 3.15 Zavisnost maksimalnog poluprečnika sonde od normalizovane dužine sonde za cilindrični i pravougaoni TLM model praznog cilindričnog rezonatora .....	104
Sl. 3.16 Karakteristika transmisije praznog cilindričnog rezonatora za dužinu sonde d <sub>1</sub> = d <sub>2</sub> = d = 3 cm i promenljiv poluprečnik sonde .....	106
Sl. 3.17 Zavisnost rezonantnih frekvencija od poluprečnika sonde za modove TE <sub>111</sub> i TE <sub>212</sub> .....	106

Sl. 3.18 Karakteristika transmisije cilindričnog rezonatora pod uticajem sprege a) dveju sonde, b) 12 sonde, za različit položaj prijemne sonde u $\varphi$ pravcu .....	108
Sl. 3.19 Poprečni presek modela cilindričnog rezonatora sa označenim položajima a) 12 radijalno sonde, b) dveju sonde .....	108
Sl. 3.20 Raspodele polja za modove $TE_{11}$ i $TM_{01}$ .....	109
Sl. 3.21 Cilindrični rezonator sa spregnutim sondama u prisustvu a) jednog sloja dielektrika, b) dva sloja dielektrika .....	110
Sl. 3.22 a) Karakteristika refleksije i b) karakteristika transmisije cilindričnog rezonatora u prisustvu jednog sloja vode .....	112
Sl. 3.23 a) Karakteristika refleksije i b) karakteristika transmisije cilindričnog rezonatora u prisustvu dva sloja vode .....	113
Sl. 3.24 Model koaksijalno opterećenog cilindričnog metalnog rezonatora .....	114
Sl. 3.25 a) Karakteristika refleksije, b) karakteristika transmisije praznog cilindričnog rezonatora sa spregnutim sondama dužine $d = 2.5\text{cm}$ .....	115
Sl. 3.26 Koaksijalno opterećen cilindrični rezonator kada je kao dielektrik korišćen etanol a) pobuda preko žičane sonde, b) impulsna pobuda .....	118
Sl. 3.27 Koaksijalno opterećen cilindrični rezonator kada je kao dielektrik korišćena voda a) pobuda preko žičane sonde, b) impulsna pobuda .....	119
Sl. 3.28 Poprečni presek koaksijalno opterećenog cilindričnog rezonatora sa žičanom sondom modelovanog a) pravougaonom TLM mrežom, b) cilindričnom TLM mrežom .....	121
Sl. 4.1 Prikaz konstrukcije kružne mikrostrip antene .....	125
Sl. 4.2 Kružna mikrostrip antena predstavljena ekvivalentnim cilindričnim rezonatorom (Cavity model) .....	127
Sl. 4.3 Geometrija kružne mikrostrip antene .....	133
Sl. 4.4 Geometrija kružne patch antene sa vazдушnim procepom .....	135
Sl. 4.5 Geometrija invertovane kružne patch antene .....	137
Sl. 4.6 Ekvivalentno kolo mikrostrip antene sa koaksijalnom pobudom .....	146
Sl. 4.7 Ulazna impedansa mikrostrip antene u blizini rezonantne frekvencije .....	147
Sl. 4.8 TLM model kružne mikrostrip antene .....	152
Sl. 4.9 Eksperimentalni model kružne mikrostrip patch antene (FR4) .....	154
Sl. 4.10 $S_{11}$ parametar kružne mikrostrip antene (FR4) u funkciji normalizovanog položaja pobude .....	155

Sl. 4.11 Rezonantna frekvencija kružne mikrostrip antene (FR4) u funkciji normalizovanog položaja pobude .....	155
Sl. 4.12 $S_{11}$ parametar kružne mikrostrip antene (FR4) .....	156
Sl. 4.13 KST kružne mikrostrip antene (FR4) .....	156
Sl. 4.14 Ulazna impedansa kružne mikrostrip antene (FR4) .....	157
Sl. 4.15 $S_{11}$ parametar kružne mikrostrip antene sa vazdušnim procepom: a) FR4, b) RO3010 .....	159
Sl. 4.16 Eksperimentalni model IMCP antene sa koaksijalnom pobudom .....	161
Sl. 4.17 $S_{11}$ parametar invertovane kružne mikrostrip antene sa koaksijalnom pobudom u funkciji normalizovanog položaja pobude .....	162
Sl. 4.18 Rezonantna frekvencija invertovane kružne mikrostrip antene sa koaksijalnom pobudom u funkciji normalizovanog položaja pobude .....	162
Sl. 4.19 $S_{11}$ parametar invertovane kružne mikrostrip antene (FR4) .....	163
Sl. 4.20 KST invertovane kružne mikrostrip antene (FR4) .....	164
Sl. 4.21 Ulazna impedansa invertovane kružne mikrostrip antene (FR4) .....	164
Sl. 4.22 Zavisnost rezonantne frekvencije i propusnog opsega od visine vazdušnog procepa invertovane kružne mikrostrip antene (FR4) .....	165
Sl. 4.23 Eksperimentalni model invertovane kružne patch antene realizovane na supstratu RO3010 .....	166
Sl. 4.24 $S_{11}$ parametar invertovane kružne mikrostrip antene (RO3010) .....	167
Sl. 4.25 KST invertovane kružne mikrostrip antene (RO3010) .....	167
Sl. 4.26 Ulazna impedansa invertovane kružne mikrostrip antene (RO3010) .....	168
Sl. 4.27 $S_{11}$ parametar IMCP antene (RO3010) za različite visine vazdušnog procepa .....	169
Sl. 4.28 Poprečni presek CB-IMCP antene .....	170
Sl. 4.29 $S_{11}$ parametar CB-IMCP antene (RO3010) .....	171
Sl. 4.30 KST CB-IMCP antene (RO3010) .....	171
Sl. 4.31 Ulazna impedansa CB-IMCP antene (RO3010) .....	172
Sl. 4.32 $S_{11}$ parametar CB-IMCP antene (RO3010) za različite visine vazdušnog procepa .....	172
Sl. 4.33 Rezonantna frekvencija u funkciji visine vazdušnog procepa invertovane kružne patch antene sa i bez metalnog omotača .....	173
Sl. 4.34 Propusni opseg u funkciji visine vazdušnog procepa invertovane kružne patch antene sa i bez metalnog omotača .....	174
Sl. 4.35 Eksperimentalni model patch-ring antene .....	175

---

Sl. 4.36 <i>Poprečni presek i geometrija provodne površi patch-ring antene</i> .....	175
Sl. 4.37 <i><math>S_{11}</math> parametar kružne patch antene (<math>a_1 = 18</math> mm, RO4003)</i> .....	177
Sl. 4.38 <i><math>S_{11}</math> parametar patch-ring antene (RO4003)</i> .....	177
Sl. 4.39 <i>Poprečni presek i geometrija provodne površi open-ring-slot antene</i> .....	178
Sl. 4.40 <i><math>S_{11}</math> parametar kružne patch antene (<math>a_2 = 15</math> mm, RO4003)</i> .....	179
Sl. 4.41 <i><math>S_{11}</math> parametar open-ring-slot antene (RO4003)</i> .....	179

# 1 UVOD

## 1.1 Numeričko modelovanje mikrotalasnih struktura

Proučavanje problema u elektromagnetici, koji se odnose na prostiranje elektromagnetnih talasa i njihovu interakciju sa strukturama kao što su antene, mikrostrip linije, metalizacije, opterećenje i dr, zahteva primenu analitičkih, grafičkih ili numeričkih tehnika, zasnovanih na odgovarajućim rešenjima *Maxwell*-ovih jednačina. Analitički metodi za rešavanje problema prostiranja elektromagnetnih talasa i njihove interakcije sa materijalima i strukturama mogu se primeniti samo u jednostavnim slučajevima kao što je, na primer, talasovod ili rezonator bez opterećenja. S druge strane, praktični problemi kod kojih, generalno, postoji elektromagnetna sprega sa žičanim provodnikom, preko kojeg se pobuđuje elektromagnetno polje, ili sa dielektričnim opterećenjem sa gubicima, ne mogu se opisati analitičkim putem [1-4].

Da bi se istražile pojave koje se javljaju u praksi i dobile informacije od interesa u procesu projektovanja mikrotalasnih struktura, kao što su vrednosti rezonantnih frekvencija, raspodela električnog i magnetnog polja, apsorbovana snaga, temperaturna raspodela itd, neophodno je razviti numerički model *Maxwell*-ovih jednačina, koji je moguće rešiti korišćenjem računarskih resursa [4]. Brz razvoj računarske tehnologije omogućio je implementaciju i unapređenje numeričkih tehnika modelovanja uz obezbeđivanje potrebnih hardverskih i softverskih sredstava. Modelovanjem i simulacijom fizičkih sistema numeričkim putem redukovana je potreba za konstruisanjem fizičkog eksperimentalnog modela. Prednosti takvog pristupa su finansijske uštede, kraće vreme istraživanja, mogućnost izolovanja i kontrole pojedinačnih parametara, kao i mogućnost predviđanja scenarija koji bi bili previše rizični ili skupi za praktičnu realizaciju. Nedostatak je što nijedan model, a samim tim i simulacija, nisu savršeni, te zahtevaju dodatni oprez prilikom tumačenja simuliranih podataka u realnim uslovima. Međutim, dobre strane numeričkih modela prevazilaze njihove nedostatke zbog

čega se dominantno koriste za analizu i projektovanje različitih inženjerskih sistema. U svakom slučaju, numeričke tehnike ne treba shvatiti kao konkurent eksperimentalnom istraživanju, već prevashodno kao njegovu značajnu i svrsishodnu dopunu. Zahvaljujući tome, inženjeri su u mogućnosti da, korišćenjem odgovarajućih simulacionih alata, predvide ponašanje određenog sistema bez realizacije skupih prototipova i izvođenja eksperimenata koji zahtevaju puno vremena.

Za potrebe efikasnog rešavanja brojnih inženjerskih problema razvijen je veliki broj numeričkih tehnika [4-7]. Kada je u pitanju modelovanje struktura složene geometrije na visokim frekvencijama pokazalo se da diferencijalne tehnike u vremenskom domenu mogu poslužiti kao odličan simulacioni aparat. Jedan od najčešće korišćenih, tzv. *full-wave* metoda, u ovoj oblasti, predstavlja metod modelovanja pomoću električnih vodova, odnosno TLM (*Transmission-Line Matrix*) metod [4], temeljen na analogiji između električnih kola i elektromagnetnih pojava, tako da se rešavanje problema elektromagnetnih talasa svodi na rešavanje problema prostiranja napona i struje kroz električni vod. TLM metod se naročito uspešno može koristiti za potrebe modelovanja mikrotalasnih struktura različite geometrije, koje nalaze svoju primenu kao odgovarajući sklopovi u komunikacionim sistemima (antene, filtri, delitelji snage i dr), ali i u drugim aplikacijama, kao što su industrijski mikrotalasni aplikatori za zagrevanje i sušenje dielektrika. Takođe je veoma pogodan za analizu problema elektromagnetne kompatibilnosti (EMC).

Primena TLM metoda podrazumeva da se elektromagnetne karakteristike medijuma modelovane strukture predstavljaju mrežom međusobno povezanih TLM čvorova, sačinjenih od vodova i stabova. Razvojem različitih tipova čvorova i neuniformne mreže, definisanjem graničnih uslova i uvođenjem kompaktnih modela omogućeno je modelovanje graničnih površi, nehomogenih medijuma i žičanih elemenata. Rezultat je adekvatna realizacija fizičkog modela problema. Mogućnosti i prednosti metoda, kao i nedostaci, biće istaknuti kroz primere analizirane u okviru ove disertacije.

## **1.2 Motivacija i osnovni ciljevi disertacije**

Jedan od osnovnih preduslova za rešavanje elektromagnetnih problema primenom bilo kog numeričkog metoda jeste adekvatna implementacija na računaru. Od strane brojnih istraživačkih grupa, na univerzitetima širom sveta, generisani su programski kodovi bazirani na TLM metodu kako bi se omogućile elektromagnetne simulacije na računaru i



pojednostavio, ali i ubrzao proces projektovanja mikrotalasnih uređaja. Iako su komercijalno dostupni 3-D TLM simulatori veoma pogodni za rešavanje složenih problema različite geometrije, uključujući osnovna svojstva materijala i provodne strukture, njih nije moguće modifikovati u skladu sa specifičnostima određenog problema, kao što je to slučaj sa nekomercijalnim kodovima. Takođe, ne treba zanemariti da su komercijalni paketi razvijeni, generalno, u pravougaonom koordinatnom sistemu, što znači da se mreža TLM čvorova u obliku kvadra koristi za modelovanje ne samo pravougaonih nego i cilindričnih struktura. Međutim, u slučaju struktura čija geometrija ne prati ose pravougaonog koordinatnog sistema, kao što je rezonator kružnog poprečnog preseka ili mikrostrip antena kružnog oblika, granične površi rezonatora moraju se predstaviti aproksimativno (tzv. *stair-case approximation*), što zavisno od primenjene rezolucije mreže, može dovesti do odstupanja rezultata rezonantnih frekvencija, kao i do pojave neželjenih parazitnih rezonansi. Numeričku grešku, uzrokovanu aproksimativnim modelovanjem graničnih površi, moguće je smanjiti primenom TLM pravougaone mreže veće rezolucije, čime se, sa druge strane, značajno produžava trajanje simulacije i zahtevaju veći računarski resursi. Efikasnije rešenje, na kojem je zasnovana ova disertacija, podrazumeva korišćenje TLM metoda zasnovanog na cilindričnom koordinatnom sistemu [8, 9], imajući u vidu da se time omogućava precizno modelovanje graničnih površi nezavisno od primenjene rezolucije mreže. Pored toga, moguće je iskoristiti simetriju problema koji se modeluje i tako uštedeti računarske resurse i ubrzati postupak simulacije.

Kako bi se iskoristile prednosti cilindričnog koordinatnog sistema za potrebe analize cilindričnih struktura, u okviru Laboratorije za mikrotalasnu tehniku i bežične komunikacije, pri Katedri za Telekomunikacije na Elektronskom fakultetu u Nišu, realizovan je nekomercijalni softver baziran na TLM metodu u cilindričnim koordinatama [10]. Ovaj softver se duži niz godina koristi i unapređuje od strane članova Laboratorije, što je rezultovalo značajnim performansama samog TLM solvera i povećanjem opsega njegove primenljivosti. Međutim, prvobitno realizovan solver omogućavao je primenu jedino impulsnog načina pobuđivanja u cilju uspostavljanja željene raspodele polja u strukturama koje se modeluju. Imajući u vidu da se za potrebe analize realnih sklopova, realizovanih na bazi rezonatora, ulazni i izlazni portovi u praksi realizuju preko žičanog provodnika, od velikog je značaja realizovati model koji uzima u obzir uticaj i spregu žičanih elemenata. Naime, teorijski, pobuđeni modovi u rezonatoru određeni su dimenzijama rezonatora i karakteristikama prisutnog opterećenja, dok u praksi uticaj na elektromagnetno polje i rezonanse imaju žičani provodnici ubačeni u unutrašnjost rezonatora, koji se koriste za

pobudu i detekciju modova [3, 11]. U slučaju projektovanja mikrostrip antena sa koaksijalnom pobudom, od posebnog je interesa modelovanjem obuhvatiti prisustvo pobudnog elementa čiji položaj utiče na prilagođenje između ulazne impedanse pobudnog elementa i antene, a samim tim i na performanse antene [2]. Stoga, rešavanje različitih problema u elektromagnetici, kao što su antene, projektovanje mikrotalasnih sklopova ili elektromagnetna kompatibilnost, zahteva obuhvatanje uticaja žičanih elemenata modelom, kao i adekvatno modelovanje njihove interakcije sa elektromagnetnim poljem.

Efikasnim poboljšanjem TLM metoda, koje podrazumeva razvoj i implementaciju kompaktnog modela za žičane strukture, omogućeno je precizno modelovanje žičanih elemenata značajno manjeg poluprečnika u odnosu na dimenzije TLM čvora [12]. Model se temelji na korišćenju posebne žičane mreže ugrađene u postojeću mrežu vodova TLM čvora (tzv. TLM žičani čvor), kojom se modeluje prostiranje signala duž žičanog elementa i dozvoljava u isto vreme interakcija žice sa elektromagnetnim poljem. Postupak implementacije žičanog modela u pravougaonu TLM mrežu jednostavniji je u odnosu na cilindričnu mrežu, budući da su dimenzije poprečnog preseka čvorova, kroz koje žičani segment prolazi, konstantne duž bilo kog koordinatnog pravca njegovog prostiranja. Međutim, kada se radi o modelovanju cilindričnih struktura u prisustvu radijalno postavljenih žičanih elemenata, primena žičanog modela u pravougaonoj TLM mreži iziskuje kompromis između dva međusobno suprotna zahteva. Sa jedne strane, postoji zahtev za korišćenje finije rezolucije TLM mreže radi postizanja bolje aproksimacije modelovanja kružnih površi. Sa druge strane, pravilo koje se preporučuje pri modelovanju cilindričnih rezonatora pravougaonom TLM mrežom podrazumeva da dimenzija ćelije bude najmanje za red veličine manja od poluprečnika kruga koji predstavlja osnovu rezonatora [13]. Prema tome, povećanje rezolucije mreže ograničeno je minimalnim dimenzijama TLM ćelije koje se zahtevaju za adekvatnu primenu kompaktnog žičanog modela. Posledica toga je ograničen maksimalni poluprečnik sonde koji obezbeđuje konvergenciju rezultata, što znači da je simulaciju korišćenjem pravougaone TLM mreže, u odgovarajućem opsegu frekvencija, moguće sprovesti samo za sonde relativno malog poluprečnika. Problem odabira adekvatne pravougaone mreže, a samim tim i ograničenje poluprečnika sonde, postaju još izraženiji u slučaju modelovanja cilindričnih struktura u prisustvu opterećenja, kada je u cilju postizanja vremenskog sinhronizma potrebno koristiti mrežu finije rezolucije za modelovanje opterećenja.

Jedna od osnovnih ideja pri izradi ove disertacije je da se modifikacijom numeričkog TLM metoda prevaziđu ograničenja pravougaone TLM mreže, kada su u pitanju problemi modelovanja cilindričnih struktura u prisustvu žičanih elemenata, tako da se aplikacije TLM pristupa prošire i na modelovanje složenijih mikrotalasnih struktura. Stoga je glavni predmet istraživanja ove doktorske disertacije razvoj žičanog TLM modela u cilindričnom koordinatnom sistemu i njegova implementacija u TLM metod - tzv. integralni cilindrični TLM metod. Korišćenjem programskog jezika FORTRAN77, generisan je odgovarajući program, pod nazivom *3DTLMcyl\_cw*, zasnovan na ovom metodu. Osnovna prednost ovako unapređenog softverskog paketa ogleda se u mogućnosti preciznog modelovanja graničnih površi struktura kružnog poprečnog preseka nezavisno od rezolucije primenjene TLM mreže. Imajući u vidu da je, u cilindričnoj TLM mreži, u slučaju radijalno postavljenih žičanih provodnika, odnos dimenzija poprečnog preseka žičanog segmenta i TLM ćelija kroz koje on prolazi promenljiv, vrednosti kapacitivnosti i induktivnosti žice po jedinici dužine različite su za svaki čvor. Iz tog razloga, u disertaciji će biti predstavljen i dodatni algoritam, implementiran u postojeći softver, koji je razvijen u cilju povezivanja TLM čvorova na granici segmenata sa različitim admitansama vodova žičane mreže.

Pored razvoja i softverske realizacije samog metoda, drugi zadatak, koji je postavljen tokom izrade disertacije, tiče se verifikovanja predloženog metoda i ispitivanja mogućnosti njegove primene za potrebe modelovanja zatvorenih cilindričnih struktura i sklopova baziranih na cilindričnim rezonatorima sa opterećenjem različite geometrije ili struktura u otvorenom prostoru u vidu antena kružnog oblika realizovanih u mikrostrip tehnici, u prisustvu žičanih elemenata.

### **1.3 Sadržaj disertacije**

Disertacija je koncipirana kroz dva osnovna dela: teorijski, koga čini glava **2** i aplikativni, koji obuhvata glave **3** i **4**.

U okviru teorijskog dela, doprinos disertacije se odnosi na unapređenje TLM metoda u cilindričnom koordinatnom sistemu inkorporacijom kompaktnog žičanog modela i generisanje odgovarajućeg programskog koda za rešavanje putem računara. U aplikativnom delu disertacije, sa ilustrovanim numeričkim, merenim i analitičkim rezultatima, izloženi su doprinosi u vidu verifikacije prezentovanog metoda i istraživanja njegovih mogućnosti, prednosti i ograničenja za potrebe modelovanja mikrotalasnih struktura cilindrične

geometrije. U okviru ovog dela disertacije biće detaljno prikazani rezultati modelovanja izabranih mikrotalasnih struktura, koji se mogu podeliti na dve sadržajne celine. Prva celina biće usmerena ka razmatranju procedure modelovanja zatvorenih mikrotalasnih struktura u obliku cilindričnih metalnih rezonatora u prisustvu žičanih elemenata, dok će drugom celinom biti obuhvaćen problem modelovanja otvorenih struktura u vidu antena realizovanih u mikrostrip tehnici sa koaksijalnom pobudom.

U glavi 2, izložen je princip modelovanja polja zasnovan na analogiji sa naponom i strujom u mreži transmisionih linija, na kojem se zasniva TLM metod u vremenskom domenu. Nakon pregleda razvoja osnovne TLM ćelije, izvedene su osnovne TLM konstitutivne relacije u cilindričnim koordinatama za generalni simetrični kondenzovani čvor, za simetrični kondenzovani čvor  $i$ , posebno, za hibridni simetrični kondenzovani čvor – HSCN, na kojem je temeljen metod opisan u ovoj disertaciji. Ove relacije zajedno sa uslovima vremenskog sinhronizma, predstavljaju osnovni sistem jednačina za izvođenje parametara TLM mreže u cilindričnim koordinatama. Izložene su opšte jednačine, kojima se opisuju procedure TLM algoritma: rasejanje i povezivanje, bazirane na odgovarajućim fizičkim principima. Posebno su istaknute karakterističnosti procedure povezivanja za pojedine čvorove u cilindričnim koordinatama. Takođe, opisan je postupak modelovanja sredina sa gubicima, graničnih površi, kao i način definisanja pobude u TLM mreži. U drugom delu glave, izložen je tro-dimenzionalni kompaktni TLM žičani model kojim se modeluju žičani elementi kod mikrotalasnih struktura. Posebna pažnja je posvećena dodatnom algoritmu povezivanja, za adekvatno modelovanje žičanih elemenata postavljenih u radijalnom pravcu. Na kraju glave, opisan je redosled proračuna u algoritmu zasnovanom na integralnom cilindričnom TLM metodu, uključujući definisanje parametara u okviru ulazne datoteke  $i$ , posebno, postupak definisanja pobude u TLM mreži. Na osnovu modela žičanog porta izložen je postupak proračuna  $S$  parametara i određivanja ulazne impedanse.

Glava 3 je posvećena ispitivanju tačnosti i mogućnosti primene *3DTLMcyl\_cw* metoda za modelovanje i analizu metalnih rezonatora kružnog poprečnog preseka uključujući uticaj žičanih elemenata, postavljenih u radijalnom pravcu, na raspodelu elektromagnetnog polja u rezonatoru i vrednosti rezonantnih frekvencija. Nakon teorijske osnove metalnih cilindričnih rezonatora, ilustrovani su rezultati ostvareni primenom *3DTLMcyl\_cw* softvera, na primerima praznog i opterećenog cilindričnog rezonatora. Na primeru analiziranog praznog rezonatora, poređenjem sa odgovarajućim rezultatima dobijenim TLM pristupom u pravougaonom koordinatnom sistemu, razmatrane su prednosti TLM cilindričnog modela sa žičanom sondom

u smislu mogućnosti modelovanja žičanih elemenata većeg poluprečnika, kao i mogućnosti modelovanja žičanih elemenata postavljenih u radijalnom pravcu sa proizvoljnim uglom između pravaca sonde. Prikazani su, takođe, rezultati, koji ilustruju uticaj dimenzija žičanih elemenata na rezonantne frekvencije i elektromagnetno polje u rezonatoru, dobijeni analizom odgovarajućih karakteristika refleksije i transmisije. Kada je u pitanju cilindrični rezonator sa žičanim elementima i opterećenjem sa gubicima, korišćena su dva tipa opterećenja: planparalelno i koaksijalno. Posebna pažnja je posvećena ispitivanju mogućnosti korišćenja cilindrične TLM mreže kada je predmet modelovanja delimično opterećen cilindrični rezonator sa opterećenjem postavljenim u obliku koaksijalnog cilindra, proizvoljnih geometrijskih i elektromagnetskih parametara. Primenljivost pravougaonog metoda, u ovom slučaju, ograničena je u zavisnosti od vrste i dimenzija koaksijalno postavljenog dielektrika. Za sve razmatrane primere, numerički rezultati, u vidu karakteristika refleksije i transmisije, verifikovani su u okviru Laboratorije za mikrotalasnu tehniku i bežične komunikacije na Elektronskom fakultetu u Nišu, na osnovu eksperimentalnog modela cilindričnog rezonatora kod kojeg su ulazni i izlazni portovi realizovani u vidu žičanog provodnika.

Istraživanje primenljivosti integralnog cilindričnog TLM metoda za potrebe modelovanja mikrostrip *patch* antena kružnog oblika sa koaksijalnom pobudom predstavlja predmet istraživanja 4. glave disertacije, koja se može podeliti na dve celine. U okviru prve, teorijski orijentisane celine, opisane su osnovne karakteristike kružne *patch* antene sa koaksijalnom pobudom i izvedene relevantne analitičke relacije za određivanje parametara antene, zasnovane na aproksimativnom *cavity model*-u [14]. Aplikativni deo ove glave počinje detaljnim opisom realizacije TLM modela mikrostrip *patch* antena, koji obuhvata adekvatno predstavljanje unutrašnjih metalizacija, koaksijalne pobude i supstrata, kao i ekstenziju modelovanog prostora. Mogućnosti primene integralnog TLM metoda u cilindričnim koordinatama za modelovanje mikrostrip struktura kružnog oblika sa koaksijalnom pobudom, ispitane su na nekoliko konfiguracija antena kružne geometrije. Na nekim primerima *patch* antene kružnog oblika, pored osnovnih parametara, prikazani su, takođe, rezultati analize uticaja položaja pobudnog elementa na rezonantnu frekvenciju i magnitudu koeficijenta refleksije u cilju određivanja optimalnog položaja pobude koji obezbeđuje prilagođenje između antene i pobudnog elementa. Ostale konfiguracije, koje su korišćene kao predmet modelovanja, a koje se u praksi koriste u cilju prevazilaženja ograničenja klasične strukture (kada se npr. koristi supstrat velike relativne permitivnosti) predstavljaju *patch* antena sa vazdušnim procepom između donje metalizacije i supstrata, zatim invertovana antena, kao i

invertovana antena sa metalnim oklopom. Kako bi prednosti korišćenja cilindrične TLM mreže bile dodatno istaknute, analizirano je i nekoliko primera *patch* antena kružnog oblika u prisustvu proreza duž ugaonog i radijalnog pravca cilindričnog koordinatnog sistema. Simulirani rezultati verifikovani su poređenjem sa rezultatima dobijenim merenjem eksperimentalnih modela antena, fabrikovanih u okviru laboratorije *RF and Microwave Research Laboratory, Technische Universitaet Ilmenau*, u Nemačkoj, dok su prednosti integralnog cilindričnog TLM metoda razmatrane u odnosu na uobičajeni metod u pravougaonim koordinatama i aproksimativni *cavity model*.

U glavi **5**, izneti su glavni doprinosi i zaključci u vezi sa mogućnostima primene integralnog cilindričnog TLM metoda u modelovanju mikrotalasnih struktura cilindrične geometrije u prisustvu žičanih elemenata. Takođe, istaknute su prednosti metoda u odnosu na uobičajeni TLM pristup u pravougaonim koordinatama, kao i njegova ograničenja, uključujući i načine na koje ona mogu biti u potpunosti ili delimično otklonjena. Nakon pregleda doprinosa disertacije, učinjen je osvrt na dodatne moguće primene softvera i ukazano je na mogućnosti njegovog daljeg unapređenja, u smislu pobošanja tačnosti u širokom opsegu parametara sredine i geometrije, za što preciznije modelovanje složenih mikrotalasnih sklopova koji se koriste u praksi. Pored toga, izloženi su pravci budućih istraživanja koji, između ostalog, obuhvataju razvoj TLM metoda koji koristi  $Z$  transformaciju u cilindričnom koordinatnom sistemu i generisanje odgovarajućeg koda, za potrebe modelovanja materijala sa frekvencijski zavisnim parametrima. Na kraju, dat je pregled korišćene literature.

## 2 INTEGRALNI CILINDRIČNI 3-D TLM METOD

Nakon prvog članka o TLM (*Transmission-Line Matrix*) metodu, objavljenog 1971. godine od strane dvojice autora *P.B. Johns*-a i *R.L. Beurle*-a [15], nastavljeno je sa proučavanjem i unapređivanjem metoda u cilju dobijanja opšte-prihvaćene i efikasne numeričke simulacione tehnike u oblasti elektromagnetike, kakvu TLM metod predstavlja danas.

TLM metod se zasniva na analogiji između komponenata elektromagnetnog polja i napona i struja u mreži transmisionih linija (vodova), čime se koncept elektromagnetnog polja svodi na prepoznatljiviji koncept teorije kola. Zahvaljujući jednostavnosti i fleksibilnosti osnovnog algoritma, pomoću kojeg se vektorske *Maxwell*-ove jednačine transformišu u jednostavan model, koji koristi otvorene dvo-žičane vodove za simulaciju prostiranja delta impulsa, TLM metod je veoma pogodan za rešavanje elektromagnetnih problema prisutnih u različitim aplikacijama [16-18].

Inicijalno je realizovan za potrebe rešavanja problema prostiranja u dve prostorne dimenzije, ali je naknadno proširen i na tro-dimenzionalni (3-D) prostor, budući da su inženjerski problemi, generalno, tro-dimenzionalni [19-21]. Osnovnu strukturu TLM modela čini tzv. TLM čvor, u kojem se spajaju segmenti transmisionih linija. Razvoj 3-D TLM čvorova je prošao kroz nekoliko faza. Kombinacijom dvo-dimenzionalnog (2-D) serijskog i šantnog čvora u tro-dimenzionalnoj strukturi najpre je nastao 3-D prošireni čvor [22], dok je naknadno razvijen asimetrični kondenzovani čvor [23, 24]. Kombinovanjem najboljih karakteristika proširenog i asimetričnog čvora, uz istovremeno redukovanje njihovih nedostataka, *P.B. Johns* je razvio strukturu pod nazivom simetrični kondenzovani čvor (SCN - *Symmetrical Condensed Node*) [25], koji predstavlja tro-dimenzionalnu mrežu vodova, čije tačke preseka obrazuju čvor.

Rešavanje praktičnih problema u elektromagnetici generalno zahteva maksimalnu fleksibilnost po pitanju definisanja strukture mreže i karakteristika materijala [4]. Osnovna SCN ćelija u pravougaonom koordinatnom sistemu ima oblik kocke, tako da je mreža, kojom

se razmatrana struktura predstavlja, uniformna. Zahvaljujući efikasnoj implementaciji neuniformne mreže [26], koja podrazumeva promenljiv prostorni korak diskretizacije, u opštem slučaju, u sve tri prostorne koordinate, omogućeno je adekvatnije modelovanje složenih struktura sa najmanje dva aspekta. Prvo, na taj način je moguće koristiti finu mrežu (sa malim prostornim korakom) samo u područjima sa značajnim promenama polja, čime se štede računarski resursi. Drugo, time je moguće modelovati neuniformne karakteristike materijala, kao i električne i magnetne gubitke. U okviru prvog poglavlja ove glave, ukratko su opisane sve pomenute strukture TLM čvora i dat je pregled SCN čvorova modifikovanih u cilju realizacije neuniformne mreže i modelovanja nehomogenih karakteristika sredina.

Pored fleksibilnosti koju nudi neuniformna mreža, postoji veliki broj praktičnih problema kod kojih je potrebno modelovati elemente znatno manjih dimenzija u odnosu na modelovanu strukturu, a da pri tome nije moguće redukovati mrežu, makar i lokalno, kako bi se obezbedila neophodna rezolucija. Među njima su, na primer, tanki paneli od provodnog materijala, tanke žičane strukture i uzani prorezi i otvori, čije modelovanje zahteva razvoj složenijih i efikasnijih algoritama implementiranih u formi kompaktnih modela [4, 27, 28]. Tako je, na primer, za potrebe adekvatnog opisivanja geometrijskih karakteristika tankih žičanih struktura u TLM mreži i, samim tim, rešavanja problema elektromagnetne kompatibilnosti (*Electromagnetic Compatibility* - EMC) razvijen kompaktni žičani TLM model [12, 29, 30]. Ovaj model uzima u obzir realne dimenzije žičanih struktura, koje su obično mnogo manje u poređenju sa najmanjim korakom prostorne diskretizacije numeričke mreže, a istovremeno omogućava modelovanje dvosmerne interakcije između spoljašnjeg elektromagnetnog polja i žičanih struktura bez primena mreže ekstremno fine rezolucije oko žice. Bazira se na korišćenju posebne žičane mreže, ugrađene u postojeću mrežu vodova TLM čvora (tzv. TLM žičani čvor), kojom se simulira prostiranje signala duž žice i interakcija sa elektromagnetnim poljem [12].

Takođe, prilikom rešavanja praktičnih elektromagnetnih problema primenom numeričkog metoda nezaobilazno je definisati granične površi u primenjenoj mreži, tako da predstavljaju spoljašne zidove zatvorenih struktura ili numeričke granice, koje se koriste za limitiranje numeričkog modela otvorenih problema. U tom cilju, izuzev slučajeva u kojima su granične površi razmatrane strukture paralelne koordinatnim osama, neophodno je koristiti aproksimaciju. Na primer, kod struktura čija geometrija ne prati ose pravougaonog koordinatnog sistema, kao što je rezonator kružnog poprečnog preseka ili mikrostrip antena kružnog oblika, granične površi rezonatora moraju se predstaviti aproksimativno (tzv. *stair-*



*case approximation*), što zavisno od primenjene rezolucije mreže, može dovesti do odstupanja vrednosti rezonantnih frekvencija, kao i do pojave neželjenih parazitnih modova. Efikasnije rešenje, na kojem se zasniva ova disertacija, podrazumeva korišćenje TLM metoda razvijenog u cilindričnom koordinatnom sistemu, imajući u vidu da se time, nezavisno od rezolucije mreže, omogućava precizno modelovanje graničnih površi. Pored toga, moguće je iskoristiti simetriju problema koji se modeluje i tako uštedeti računarske resurse i ubrzati postupak simulacije. Kako bi se iskoristile prednosti cilindričnog koordinatnog sistema za potrebe analize struktura cilindrične geometrije, u okviru Laboratorije za mikrotalasnu tehniku i bežične komunikacije, pri Katedri za Telekomunikacije na Elektronskom fakultetu Univerziteta u Nišu, realizovan je nekomercijalni softver korišćenjem programskog jezika FORTRAN 77 (*3DTLMcyl\_imp*), koji je baziran na hibridnom simetričnom kondenzovanom čvoru u cilindričnom koordinatnom sistemu i primeni impulsne pobude [10]. U drugom poglavlju ove glave, prikazano je izvodjenje generalnih relacija za određivanje parametara generalnog simetričnog kondenzovanog čvora i hibridnog simetričnog kondenzovanog čvora u cilindričnim koordinatama, kao i odgovarajuće procedure rasejanja i povezivanja, koje čine osnovu TLM algoritma. Posebna pažnja je posvećena modifikacijama samog algoritma, koje je neophodno uvesti za potrebe modelovanja sredina sa različitim elektromagnetnim karakteristikama ili gubicima, kao i pojedinih čvorova zbog specifičnosti cilindričnog koordinatnog sistema. Pored prednosti koje nudi, nedostatak ovog solvera je nemogućnost pobuđivanja polja na drugi način osim primenom *Dirac*-ovog impulsa i zanemarivanje uticaja žičanih elemenata, koji se realno koriste za pobudu i detekciju modova, kao i njihove sprege. Istraživanja su, međutim, pokazala da rezultati dobijeni primenom impulsne pobude mogu odstupati od eksperimentalnih vrednosti, u smislu vrednosti pobuđenih rezonantnih modova ili nivoa elektromagnetnog polja [10]. Još jedna osobenost je da nije moguće dobiti karakteristiku refleksije ili transmisije kao rezultat simulacije, tako da se rezonantne frekvencije mogu detektovati samo na osnovu raspodele elektromagnetnog polja dobijene primenom impulsne pobude.

Modelovanje cilindričnih struktura u realnim uslovima, što podrazumeva uključivanje žičanih elemenata i modelovanje sprege između žičanih elemenata i spoljašnjeg elektromagnetnog polja, omogućeno je implementacijom kompaktnog žičanog modela u TLM metod u cilindričnom koordinatnom sistemu, što je predstavljalo osnovni zadatak prilikom izrade ove disertacije [9]. Radi ostvarivanja zadatog cilja, bilo je neophodno izvršiti odgovarajuće modifikacije osnovnog TLM algoritma i rešiti problem povezivanja TLM

čvorova sa različitim karakteristikama žičane mreže, koji kod pravougaone TLM mreže ne postoji. Naime, dok je u pravougaonoj mreži jednostavno postići očuvanje raspodeljene kapacitivnosti i induktivnosti žice po jedinici dužine, to nije slučaj kod cilindrične mreže, u slučaju radijalno postavljenog žičanog segmenta, zbog promenljivog odnosa dimenzija poprečnog preseka žice i TLM ćelije kroz koju žica prolazi. Ovaj problem je prevaziđen razvojem dodatnog algoritma za povezivanje TLM čvorova sa različitim admitansama vodova. U trećem poglavlju ove glave, detaljno je opisan pristup modelovanju žičanih struktura u TLM metodu, uključujući određivanje parametara i proceduru rasejanja žičane mreže, kao i proceduru povezivanja čvorova kroz koje se proteže žičani segment u cilindričnoj TLM mreži.

Implementacija kompaktnog žičanog modela, uključujući i razvoj dodatnog algoritma, doprinela je značajnom unapređenju mogućnosti prvobitnog solvera i razvoju tzv. integralnog cilindričnog TLM metoda. Na bazi ovog metoda, realizovan je odgovarajući softverski paket korišćenjem programskog jezika FORTRAN 77, pod nazivom *3DTLMcyl\_cw*, čije će osnovne karakteristike i mogućnosti biti detaljno prezentovane u okviru poslednjeg poglavlja ove glave.

## ***2.1 Razvoj Transmission-Line Matrix (TLM) metoda u pravougaonom koordinatnom sistemu***

TLM metod je inicijalno bio baziran na dvo-dimenzionalnoj strukturi (2-D) sačinjenoj od paralelne veze četiri sekcije voda, poznatoj kao šantni TLM čvor [15], i kao takav, bio je namenjen rešavanju elektromagnetnih problema u funkciji dve prostorne koordinate u vremenskom domenu. Kako bi se omogućilo modelovanje nehomogenih sredina i sredina sa gubicima, izvršena je generalizacija šantnog čvora i razvijena druga komplementarna 2-D struktura nazvana serijskim TLM čvorom [31, 32]. Konačno, kombinacijom 2-D serijskog i šantnog čvora u tro-dimenzionalnoj (3-D) strukturi razvijen je 3-D prošireni čvor [22], namenjen simulaciji elektromagnetnih problema u tri prostorne koordinate. Prednost ovakve TLM mreže ogleda se u tome što su, u svakoj tački rasejanja, dostupne tri od šest komponenata elektromagnetnog polja, dok je glavni nedostatak proširenog čvora složena topologija ćelije prostora koja se modeluje. Tačke rasejanja, u kojima se određuju različite komponente polja, prostorno su razdvojene, što onemogućava računanje komponenata polja u istom vremenskom trenutku. Usled toga je otežano korektno modelovanje proizvoljnih

graničnih i razdvojnih površi između različitih sredina. I pored ovih nedostataka, prošireni čvor se dugo godina koristio u proučavanju brojnih elektromagnetnih problema.

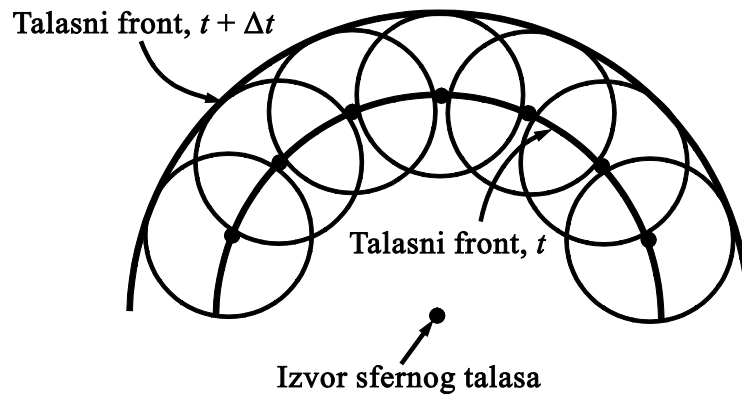
Razvojem kondenzovane čvorne strukture, nazvane asimetričnim kondenzovanim čvorom, prevaziđen je problem primene proširenog čvora [33]. Primenom nove strukture, operacije rasejanja i proračun svih šest komponentata elektromagnetnog polja moguće je vršiti u jednoj tački u prostoru u istom vremenskom trenutku, dok se granični uslovi mogu primeniti na samom čvoru ili, još efektivnije i elegantnije, između čvorova. Međutim, kao i kod proširenog čvora, zadržana je asimetrija budući da je, zavisno od smera posmatranja, prva veza na čvoru redna ili paralelna. Ovo ima za posledicu da granične površi posmatrane u jednom smeru imaju nešto drugačije karakteristike u odnosu na granične površi u drugom smeru, naročito na visokim frekvencijama.

Kombinovanjem najboljih karakteristika proširenog i asimetričnog čvora, uz istovremeno redukovanje njihovih nedostataka, *P.B. Johns* je razvio strukturu pod nazivom simetrični kondenzovani čvor (SCN - *Symmetrical Condensed Node*) [25], koji predstavlja tro-dimenzionalnu mrežu 6 vodova, čije tačke preseka obrazuju čvor. Zadržane su prednosti kondenzovanog rasejanja i proračuna komponentata polja u jednoj tački u prostoru, što znatno olakšava opis graničnih uslova i modelovanje nehomogenih sredina. Eliminirana je asimetrija, prisutna kod ranijih čvorova, kao i glomazan aritmetički aparat kod asimetričnog čvora [4, 34, 35].

### 2.1.1 TLM metod u dvo-dimenzionalnom prostoru

Alternativno se numerička TLM tehnika može posmatrati kao diskretna verzija *Huygens*-ovog principa prostiranja talasa [15, 36]. Prema *Huygens*-u, talasni front se sastoji od velikog broja sekundarnih izvora zračenja koji generišu sferne talase (Sl. 2.1). Envelopa ovih individualnih talasa formira novi talasni front, koji ponovo može da se posmatra kao veliki broj novih izvora zračenja i koji formira novi talasni front, itd. Na ovaj način, moguće je opisati prostiranje talasa u prostoru.

Radi implementacije na računaru, *Huygens*-ov princip je potrebno formulisati u diskretizovanom obliku, što znači da se prostor i vreme moraju predstaviti u konačnim elementarnim jedinicama  $\Delta t$  i  $\Delta \ell$ , povezanih preko brzine prostiranja elektromagnetnih talasa u slobodnom prostoru,  $c$ , na sledeći način

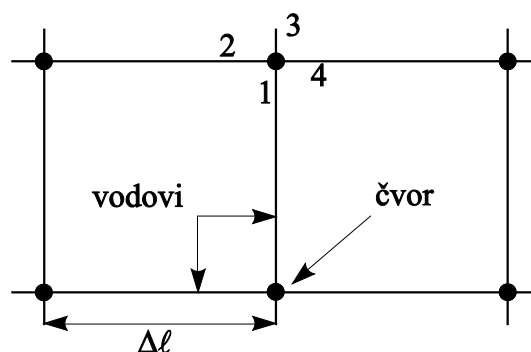


Sl. 2.1 Formiranje talasnog fronta prema Huygens-u

$$\Delta t = \frac{\Delta \ell}{c}. \quad (2.1)$$

Prema tome, dvo-dimenzionalni prostor, kroz koji se prostiru talasi, može se predstaviti u obliku pravougaone mreže tačaka ili čvorova, odvojenih međusobno rastojanjem  $\Delta \ell$ , pri čemu vremenski korak  $\Delta t$  predstavlja vreme potrebno da se elektromagnetni impuls prenese sa jednog čvora na drugi. Ovaj dvo-dimenzionalni model ekvivalentan je mreži ortogonalnih električnih vodova ili matrici vodova (Sl. 2.2), dok je protok naponskih impulsa kroz vodove ekvivalentan protoku elektromagnetne energije kroz prostor.

Impulsi, koji putuju prema čvoru, nazivaju se incidentnim impulsima i oni pristižu u čvor istovremeno, zahvaljujući podjednakom vremenskom kašnjenju  $\Delta t$ . U čvoru, zatim, dolazi do rasejanja i formiranja reflektovanih impulsa, koji se dalje prenose kroz vod do odgovarajućih susednih čvorova za koje postaju incidentni. U slučaju kada postoje četiri incidentna impulsa, koji dolaze iz četiri različita smera, ukupni napon u nekom čvoru,  $V_u$ , može se izračunati korišćenjem ekvivalentnog *Thevenin*-ovog kola preko izraza



Sl. 2.2 Dvo-dimenzionalna mreža vodova

$$V_u = \frac{1}{2} \left( \sum_{l=1}^4 V_l^i \right), \quad (2.2)$$

dok se reflektovani impulsi mogu odrediti kao [35]

$${}_{k+1}V_n^r = \frac{1}{2} \left( \sum_{l=1}^4 {}_kV_l^i \right) - {}_kV_n^i, \quad (2.3)$$

gde  $k$  označava broj iteracije,  ${}_kV_1^i, {}_kV_2^i, {}_kV_3^i$  i  ${}_kV_4^i$  označavaju incidentne impulse u nekom čvoru nakon vremena  $k\Delta t$  iz pravaca 1 ÷ 4, respektivno, dok  ${}_{k+1}V_n^r$  predstavlja vrednost reflektovanog impulsa duž pravca  $n$  nakon vremena  $(k+1)\Delta t$ .

Jednačina (2.3) predstavlja operaciju rasejanja (*scattering*) i obično se opisuje pomoću matrice rasejanja, koja za prethodni slučaj ima oblik [35]

$${}_{k+1} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix}^r = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & -1 \end{bmatrix} {}_k \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix}^i. \quad (2.4)$$

Impulsi koji se reflektuju iz čvora sa koordinatama  $(x, y)$  postaju incidentni impulsi u susednim čvorovima, pri čemu se razmena impulsa između susednih čvorova opisuje pomoću operacije povezivanja (*connection*) [35]

$${}_{k+1}V_1^i(x, y) = {}_{k+1}V_3^r(x, y-1), \quad (2.5)$$

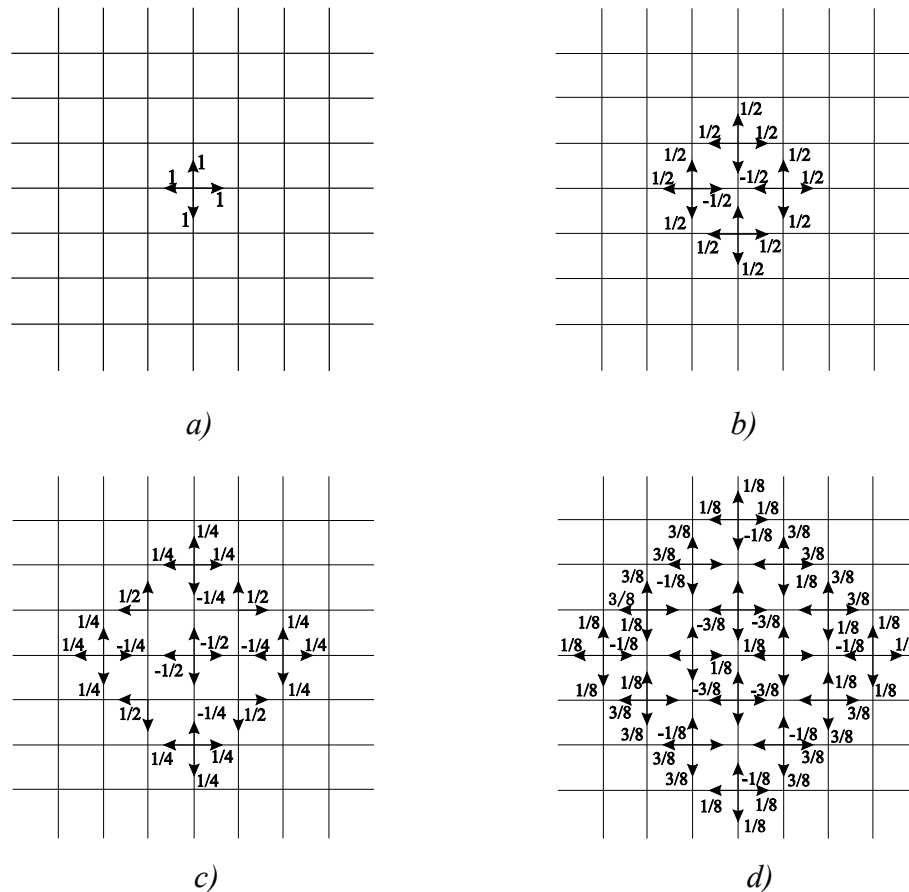
$${}_{k+1}V_2^i(x, y) = {}_{k+1}V_4^r(x-1, y), \quad (2.6)$$

$${}_{k+1}V_3^i(x, y) = {}_{k+1}V_1^r(x, y+1), \quad (2.7)$$

$${}_{k+1}V_4^i(x, y) = {}_{k+1}V_2^r(x+1, y). \quad (2.8)$$

Prethodno opisani procesi rasejanja i povezivanja impulsa čine osnovne procedure TLM algoritma. Njihovim ponavljanjem, moguće je pratiti dinamiku prostiranja talasa kroz kompletnu mrežu, pri čemu se elementi matrice rasejanja mogu postaviti tako da omogućavaju rešavanje čitavog niza različitih problema.

Primer nekoliko uzastopnih koraka rasejanja, za slučaj impulsne pobude, prikazan je na Sl. 2.3. Energija svakog od impulsa je jednaka jedinici. U skladu sa *Huygens*-ovim



Sl. 2.3 Šema dvo-dimenzionalne TLM mreže: a) impulsna pobuda i b), c) i d) rezultati rasejanja talasa u više uzastopnih vremenskih koraka

principom, ova energija se rasejava izotropno u sva četiri pravca, pri čemu svaki rasejani impuls nosi  $1/4$  energije odgovarajućeg incidentnog impulsa, dok odgovarajuće amplitude impulsa moraju biti  $1/2$ . Pri tome se može primetiti da svaki impuls, koji stiže u čvor, postaje sekundarni izvor zračenja. Talasi emitovani iz više različitih sekundarnih izvora zračenja kombinuju se formirajući, tako, opšti talasni oblik.

Prema tome, modelovanje elektromagnetnog polja TLM tehnikom može se posmatrati kao diskretna verzija *Huygens*-ovog kontinualnog talasnog modela [32]. Pri tome se aproksimacije pri rešavanju problema jedino uvode u fazi diskretizacije, što je u suprotnosti sa klasičnim pristupom, gde se najpre dobija idealni kontinualni model problema, koji se zatim rešava aproksimativno.

### 2.1.2 TLM metod u tro-dimenzionalnom prostoru

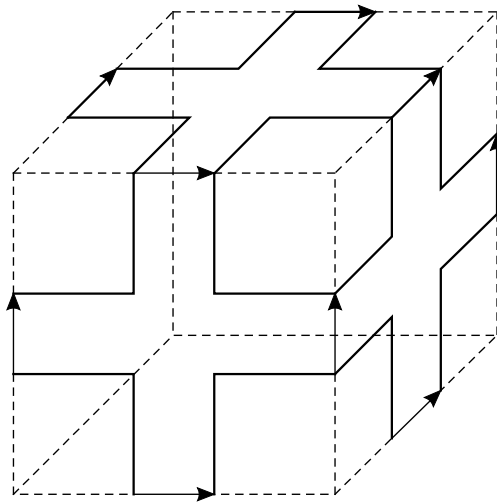
Na Sl. 2.4 prikazana je ćelija prostora modelovana: *a)* proširenim čvorom, *b)* asimetričnim kondenzovanim čvorom i *c)* simetričnim kondenzovanim čvorom. Sa slike se može videti da su tri redna kola, sačinjena od vodova, smeštena na graničnim površima ćelije kod proširenog čvora (Sl. 2.4a) [22], a pomerena prema centru ćelije u kondenzovanom čvoru Sl. 2.4b i c). Pri tome se može smatrati da je razmeštaj vodova u asimetričnom kondenzovanom čvoru [33] na infinitezimalnom rastojanju od centra ćelije, ali ne i u samom centru.

Kao posledica toga, redna i paralelna veza su i dalje razdvojene, što omogućava formiranje ekvivalentnog kola u cilju izvođenja matrice rasejanja, ali prouzrokuje asimetriju čvora. Pomerajući vodove direktno u centar ćelije, razdvojene redna i paralelna veza se spajaju u jednu strukturu, definisanu kao simetrični kondenzovani čvor [25], pri čemu je fizička veza vodova nedefinisana (osenčeni region na Sl. 2.4c). Jednostavno ekvivalentno električno kolo više ne postoji, ali je zato uspostavljena simetrija, koja omogućava identično modelovanje prostiranja talasa nezavisno od njihovog incidentnog smera. Prednost topologije modelovanja kondenzovanim čvorom je u tome što postoji potpuna korespondencija između jednog čvora i ćelije prostora modelovane čvorom. U proširenom čvoru, vodovi su smešteni na graničnim površima ćelije što ima za posledicu da se fizički parametri vodova dele između susednih ćelija. Ovo znači da je potrebno usrednjiti parametre vodova i stabova na diskontinuitetima, što se lako može izbeći u kondenzovanoj šemi smeštajući diskontinuitete između čvorova. Može se primetiti da, nezavisno od različite topologije, u proseku, identičan broj vodova iste dužine se koristi po ćeliji za sve tri čvorne strukture.

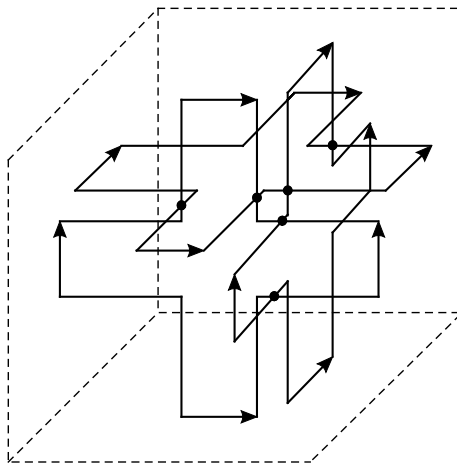
U cilju realizacije neuniformne mreže i modelovanja lokalnog povećanja elektromagnetnih parametara, na osnovnu strukturu TLM čvora se dodaju stabovi, što je detaljno objašnjeno u narednom poglavlju.

### 2.1.3 Neuniformna TLM mreža

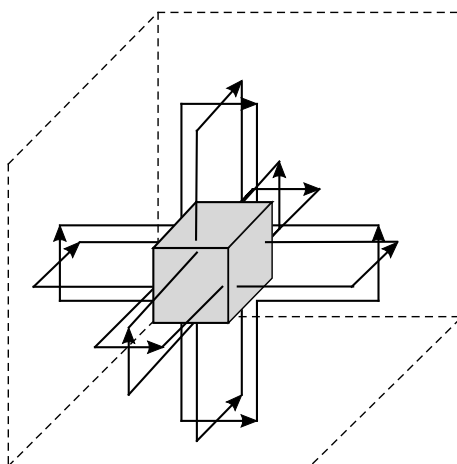
U pravougaonom koordinatnom sistemu, osnovna ćelija uniformne mreže SCN čvorova, ima oblik kocke, tako da je prostorni korak diskretizacije isti u svim koordinatnim pravcima. Time se najjednostavnije postiže očuvanje vremenskog sinhronizma u mreži, tako da impulsi stižu u centar čvorova istovremeno, nakon konstantnog vremenskog kašnjenja ili vremenskog koraka  $\Delta t$ .



a) Prošireni čvor



b) Asimetrični kondenzovani čvor



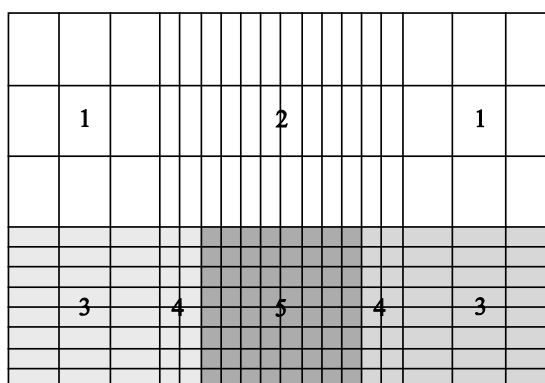
c) Simetrični kondenzovani čvor (SCN)

Sl. 2.4 Tro-dimenzionalni TLM čvorovi



Primena uniformne mreže, međutim, ima ograničenje u smislu nemogućnosti modelovanja elemenata izuzetno malih dimenzija (*fine features*), na način kojim bi se mreža fine rezolucije koristila samo u delovima rapidnih promena polja, čime bi se uštedeli i računarski resursi.

Dodatno ograničenje uniformne mreže vidi se i u nemogućnosti modelovanja neuniformnih karakteristika materijala, kao i električnih i magnetnih gubitaka. Kako bi se prevazišla pomenuta ograničenja uniformne SCN mreže, neophodno je omogućiti realizaciju neuniformne mreže sa promenljivim prostornim korakom diskretizacije, u sva tri koordinatna pravca, koja će takođe obezbediti modelovanje lokalnog povećanja elektromagnetnih parametara u delu prostora okarakterisanog većom relativnom permitivnošću ili permeabilnošću u odnosu na okolni prostor (obično ispunjen vazduhom) [37]. U tom cilju, neophodno je održati vremenski sinhronizam u mreži, ali i omogućiti povezivanje između čvorova, koji pripadaju regionima različitih dimenzija ili elektromagnetnih osobina, tako da čvor sa jedne strane razdvojne površi dva regiona može da razmenjuje impulse samo sa jednim susednim čvorom sa druge strane razdvojne površi preko odgovarajućih portova (Sl. 2.5).



Sl. 2.5 Neuniformna TLM mreža

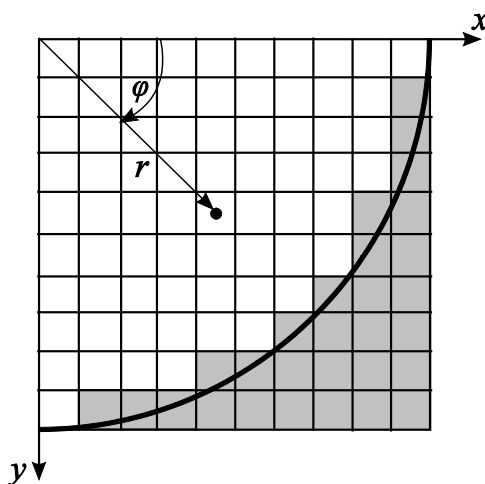
Realizacija neuniformne SCN mreže i modelovanje lokalnih promena elektromagnetnih parametara sredine ostvaruje se modifikacijom osnovne SCN ćelije, odnosno dodavanjem otvorenih ili kratkospojenih stabova, radi modelovanja dodatne kapacitivnosti ili induktivnosti, respektivno, na jedan od sledećih načina [4, 38]:

- 1) dodavanjem tri kapacitivna i tri induktivna staba na osnovnu strukturu SCN čvora, čime se dobija **SCN čvor sa stabovima**, pri čemu svih 12 vodova ima karakterističnu impedansu jednaku karakterističnoj impedansi sredine;

- 2) dodavanjem samo kapacitivnih ili samo induktivnih stabova i primenom tri različite vrednosti karakterističnih impedansi vodova, čime se dobija **hibridni simetrični kondenzovani čvor** (HSCN) [39, 40];
- 3) postojanjem vodova samo osnovnog čvora, pri čemu su karakteristične impedanse vodova promenljive radi modelovanja karakteristika sredine, što predstavlja **simetrični super-kondenzovani čvor** (SSCN) [41];
- 4) korišćenjem šest stabova i različitih karakterističnih impedansi vodova, čime se dobija **generalni simetrični kondenzovani čvor**.

Sredine sa magnetnim ili električnim gubicima takođe se modeluju korišćenjem odgovarajućih otvorenih ili kratkospojenih stabova, respektivno [30, 42].

Nezavisno od primenjenog modela čvora, granične površi modelovanog prostora trebalo bi da budu paralelne koordinatnim površima primenjenog koordinatnog sistema, kako bi se mogli primeniti odgovarajući granični uslovi za električno i magnetno polje. Prethodno pomenuti čvorovi, generalno, predstavljaju ćeliju prostora u obliku kvadra sa dimenzijama  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  u pravougaonom koordinatnom sistemu, čime je omogućeno jednostavno modelovanje struktura pravougaone geometrije. Međutim, kada se radi o strukturama proizvoljne geometrije (cilindrične, sferne i sl), moguća su dva pristupa modelovanju. Kod prvog pristupa, njihove granice se modeluju primenjujući TLM čvor u pravougaonom koordinatnom sistemu uz korišćenje neuniformne TLM mreže [37]. U tom slučaju, granice se predstavljaju aproksimativno (Sl. 2.6), što dovodi do pojave neželjenih parazitnih modova. Drugi pristup zahteva primenu ortogonalne krivolinijske TLM mreže [8], što omogućava preciznije modelovanje graničnih površi sa jedne strane, ali usložnjava postupak za proračun parametara TLM čvora, sa druge strane.



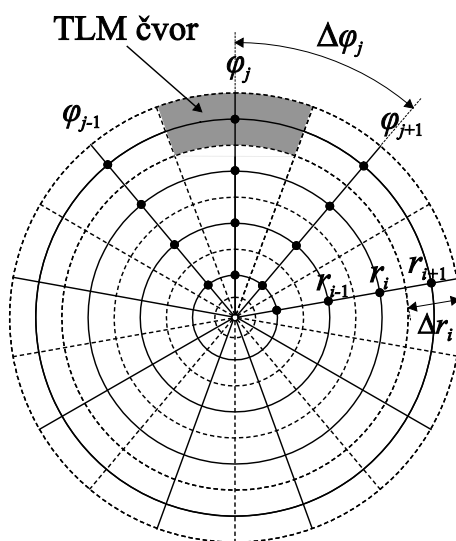
Sl. 2.6 Modelovanje cilindričnih graničnih površi pravougaonom mrežom

Pristup usvojen u ovoj disertaciji je da se za modelovanje struktura cilindrične geometrije primenjuje ortogonalna polarna mreža [4, 8, 43]. Stoga će naredna poglavlja ove glave biti posvećena razvoju TLM metoda baziranog na hibridnom simetričnom kondenzovanom čvoru u cilindričnom koordinatnom sistemu i unapređenog kompaktnim trodimenzionalnim TLM žičanim modelom. Na osnovu izvedenih TLM relacija, koje važe za generalni simetrični kondenzovani čvor u cilindričnim koordinatama, prezentovan je postupak za određivanje parametara vodova i stabova u cilindričnoj 3-D TLM mreži, kao i detaljan opis osnovnih procedura TLM algoritma: rasejanja i povezivanja. Zatim je opisan postupak realizacije kompaktnog žičanog modela u cilindričnim koordinatama, dok je poslednje poglavlje posvećeno softverskoj implementaciji prezentovanog metoda.

## 2.2 3-D TLM metod u cilindričnom koordinatnom sistemu

Primer ortogonalne polarne mreže u  $\varphi$ - $r$  ravni sa korakom diskretizacije duž radijalnog,  $r$ , i ugaonog,  $\varphi$ , pravca, prikazan je na Sl. 2.7. Transmisionne linije, kojima se modeluju TLM ćelije u mreži, ilustrovane su punim linijama, dok su isprekidanim linijama predstavljene granice TLM ćelija. Na ovaj način, moguće je modelovati granične površi veoma precizno, iskoristiti simetriju problema koji se modeluje i tako uštedeti računarske resurse, ali i ubrzati postupak simulacije.

U okviru ovog poglavlja, nakon ilustrovanja osnovne strukture generalnog simetričnog kondenzovanog čvora u cilindričnom koordinatnom sistemu, izloženi su principi izvođenja



Sl. 2.7 Ortogonalna polarna mreža u  $\varphi$ - $r$  ravni

parametara vodova i stabova u 3-D TLM mreži, koji su bazirani na izjednačavanju ukupne kapacitivnosti i induktivnosti vodova i stabova TLM ćelije sa odgovarajućim parametrima modelovane ćelije prostora [4]. Zatim je prezentovan detaljan postupak dobijanja matrice rasejanja simetričnog kondenzovanog čvora primenjujući odgovarajuće fizičke principe na mrežu vodova [35], kao i osnovni principi razmene impulsa između susednih čvorova, što predstavlja proceduru povezivanja [35]. Na kraju poglavlja, opisan je princip modelovanja graničnih površi u TLM mreži.

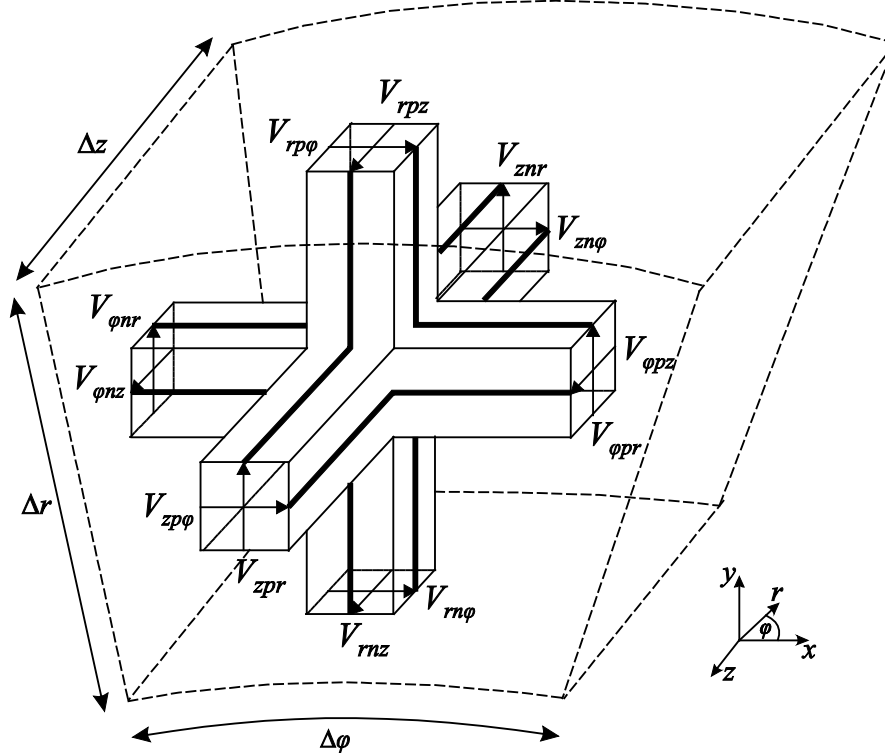
### 2.2.1 Generalni simetrični kondenzovani čvor u cilindričnom koordinatnom sistemu

Osnovna struktura generalnog simetričnog kondenzovanog čvora, u cilindričnom koordinatnom sistemu  $(\varphi, r, z)$ , u obliku međusobne veze vodova, prikazana je na Sl. 2.8 [44].

Prikazani čvor se sastoji iz dvanaest portova, 12 vodova različitih karakterističnih impedansi i šest otvorenih i kratko-spojenih stabova (stabovi nisu prikazani na slici), čime je omogućeno modelovanje svih šest komponenta elektromagnetnog polja. Vodovi su neophodni u topologiji TLM čvora budući da se njima povezuju susedni čvorovi. Stabovi se uvode radi modelovanja neuniformnih karakteristika materijala i radi korišćenja neuniformne mreže čvorova proizvoljnih linearnih dimenzija. Dve polarizacije, u bilo kom smeru prostiranja, realizovane su dvama susednim parovima vodova, koji nisu međusobno spregnuti. Naponski impulsi na svakom od 12 portova označeni su trima indeksima. Prvi indeks ukazuje na smer prostiranja  $(\varphi, r, z)$ , drugi, koji može biti  $n$  ili  $p$ , pokazuje segment voda postavljen duž negativne ili pozitivne koordinatne ose, dok treći indeks pokazuje smer polarizacije naponskog impulsa  $(\varphi, r, z)$ .

Svaki naponski impuls na vodu može se posmatrati kao incidentni (indeks  $i$ ) (ka centru čvora), reflektovani (indeks  $r$ ) ili ukupni napon (bez indeksa). Ukupni napon se definiše kao zbir incidentnog i reflektovanog naponskog impulsa:  $V = V^i + V^r$ . Na sličan način, struja duž voda se definiše kao  $I = (V^i - V^r)/Z_c$ , gde je  $Z_c$  karakteristična impedansa voda.

Naponski impuls sa negativne strane čvora (pod pretpostavkom da je koordinatni početak u centru čvora) na vodu usmerenom u  $i$  smeru i polarizovanom u  $j$  smeru označava se kao  $V_{inj}$ , dok se napon sa pozitivne strane istog voda označava kao  $V_{ipj}$ , pri čemu važi da je:  $i, j \in \{\varphi, r, z\}$  i  $i \neq j$ .



Sl. 2.8 Simetrični kondenzovani čvor (SCN) u cilindričnom koordinatnom sistemu

Naponski impulsi na otvorenim (kapacitivnim) i kratko-spojenim (induktivnim) stabovima označavaju se kao  $V_{oi}$  i  $V_{ksi}$ , respektivno, dok se naponski impulsi na stabovima za modelovanje “električnih” i “magnetnih” gubitaka označavaju kao  $V_{ei}$  i  $V_{mi}$ , respektivno.

Kada su u pitanju parametri vodova, raspodeljena kapacitivnost i induktivnost na vodu usmerenom u  $i$  smeru i polarizovanom u  $j$  smeru, označavaju se sa  $C_{ij}$  i  $L_{ij}$ , respektivno. Slično, karakteristična impedansa i admitansa voda se označavaju kao  $Z_{ij}$  i  $Y_{ij}$ , respektivno, pri čemu važi da je:  $i, j \in \{\varphi, r, z\}$  i  $i \neq j$ .

Ukupna kapacitivnost otvorenog staba i ukupna induktivnost kratko-spojenog staba, koje doprinose kapacitivnosti i induktivnosti ćelije u  $i$  smeru, respektivno, označene su kao  $C_o^i$  i  $L_{ks}^i$ . Karakteristična admitansa i impedansa ovih stabova su  $Y_{oi}$  i  $Z_{ksi}$ , respektivno.

### 2.2.1.1 Generalne TLM relacije

Parametri TLM čvorova proizvoljnih dimenzija  $\Delta\varphi$ ,  $\Delta r$ ,  $\Delta z$ , izvode se na osnovu opšteg sistema jednačina izloženog u ovom poglavlju. Karakteristike simetrične anizotropne sredine definišu se preko dijagonalnih matrica na sledeći način [3]

$$\bar{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_\varphi & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{r\varphi} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{rr} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{rz} \end{bmatrix}, \quad (2.9)$$

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_\varphi & 0 & 0 \\ 0 & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{r\varphi} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{rr} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{rz} \end{bmatrix}. \quad (2.10)$$

Ukupna kapacitivnost ćelije prostora može se izračunati na osnovu opšte definicije za kapacitivnost [37]

$$C_u = \frac{Q}{V} = \frac{\int \bar{\varepsilon} \vec{E} \cdot d\vec{S}}{\int \vec{E} \cdot d\vec{\ell}}, \quad (2.11)$$

dok se ukupna induktivnost ćelije može izračunati na osnovu sledeće jednačine [37]

$$L_u = \frac{\Phi}{I} = \frac{\int \bar{\mu} \vec{H} \cdot d\vec{S}}{\oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell}}. \quad (2.12)$$

Jednačine (2.11) i (2.12) moguće je izraziti na sledeći način

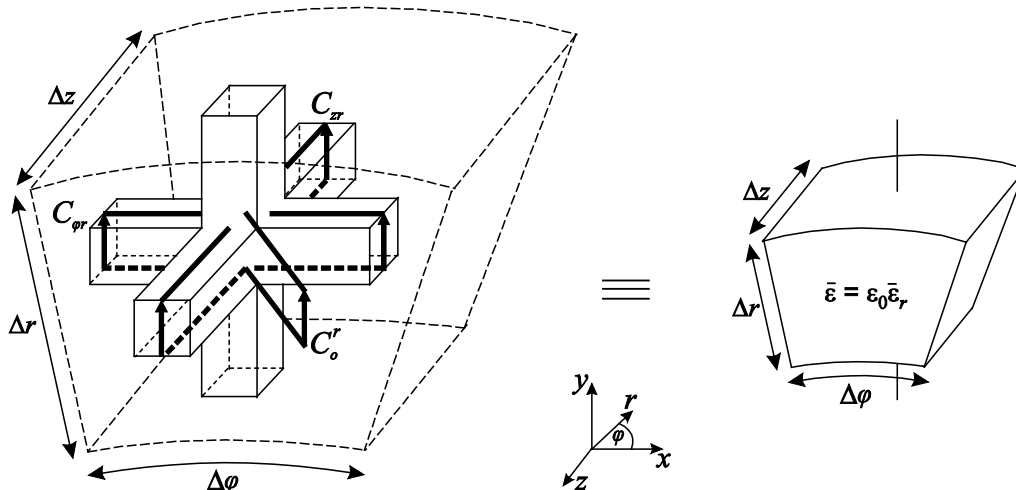
$$\vec{C}_u = \bar{\varepsilon} \vec{\Delta}, \quad (2.13)$$

$$\vec{L}_u = \bar{\mu} \vec{\Delta}. \quad (2.14)$$

pri čemu su vektori  $\vec{C}_u$ ,  $\vec{L}_u$  i  $\vec{\Delta}$  definisani kao

$$\vec{C}_u = \begin{bmatrix} C_u^\varphi \\ C_u^r \\ C_u^z \end{bmatrix}, \quad \vec{L}_u = \begin{bmatrix} L_u^\varphi \\ L_u^r \\ L_u^z \end{bmatrix} \quad \text{i} \quad \vec{\Delta} = \begin{bmatrix} \Delta r \Delta z / (r \Delta \varphi) \\ \Delta z (r \Delta \varphi) / \Delta r \\ (r \Delta \varphi) \Delta r / \Delta z \end{bmatrix}. \quad (2.15)$$

Vektori  $\vec{C}_u$  i  $\vec{L}_u$  predstavljaju ukupnu kapacitivnost i induktivnost ćelije prostora, respektivno, koje se u TLM metodu modeluju preko kapacitivnosti i induktivnosti vodova i stabova na čvoru. Jednačine (2.13) i (2.14) važe sa svaki TLM čvor sa proizvoljnom kombinacijom vodova i stabova i nazivaju se generalnim TLM relacijama.

Sl. 2.9 Modelovanje kapacitivnosti u  $r$ -smeru

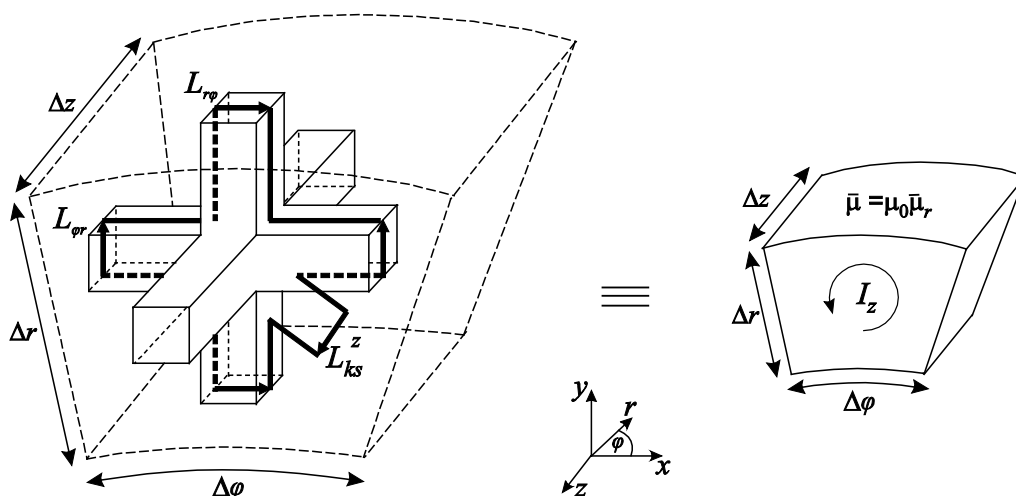
Ukupna kapacitivnost u, na primer,  $r$ -smeru, modelovana simetričnim kondenzovanim čvorom u cilindričnim koordinatama, ilustrovana je na Sl. 2.9.

Kao što se sa slike može videti, ukupna kapacitivnost ćelije u  $r$ -smeru,  $C_u^r$ , predstavljena je preko raspodeljene kapacitivnosti dva  $r$ -polarizovana voda dužina  $r\Delta\varphi$  i  $\Delta z$  i kapacitivnosti otvorenog staba

$$C_u^r = C_{\varphi r}(r\Delta\varphi) + C_{zr}\Delta z + C_o^r. \quad (2.16)$$

Ukupna induktivnost u, na primer,  $z$ -smeru, modelovana simetričnim kondenzovanim čvorom u cilindričnim koordinatama, ilustrovana je na Sl. 2.10.

Sa slike se može videti da je ukupna induktivnost ćelije u  $z$ -smeru,  $L_u^z$ , predstavljena

Sl. 2.10 Modelovanje induktivnosti u  $z$ -smeru

preko raspodeljene induktivnosti dva voda dužina  $r\Delta\varphi$  i  $\Delta z$ , koji doprinose  $z$ -komponenti magnetnog polja, i induktivnosti kratko-spojenog stabla

$$L_u^z = L_{\varphi r}(r\Delta\varphi) + L_{r\varphi}\Delta r + L_{ks}^z. \quad (2.17)$$

Na sličan način, moguće je izvesti ukupnu kapacitivnost i induktivnost u ostalim smerovima. Ukoliko se izrazi za ukupnu kapacitivnost i induktivnost ćelije, izraženih preko vodova i stabova TLM čvora, zamene u generalne TLM relacije date jednačinama (2.13) i (2.14), dobija se šest jednačina, koje važe za simetrični TLM čvor u cilindričnim koordinatama, a mogu se predstaviti na sledeći način

$$C_{\varphi z}(r\Delta\varphi) + C_{rz}\Delta r + C_o^z = \varepsilon_z \frac{(r\Delta\varphi)\Delta r}{\Delta z}, \quad (2.18)$$

$$L_{\varphi r}(r\Delta\varphi) + L_{r\varphi}\Delta r + L_{ks}^z = \mu_z \frac{(r\Delta\varphi)\Delta r}{\Delta z}, \quad (2.19)$$

$$C_{r\varphi}\Delta r + C_{z\varphi}\Delta z + C_o^\varphi = \varepsilon_\varphi \frac{\Delta r\Delta z}{(r\Delta\varphi)}, \quad (2.20)$$

$$L_{rz}\Delta r + L_{zr}\Delta z + L_{ks}^\varphi = \mu_r \frac{\Delta r\Delta z}{(r\Delta\varphi)}, \quad (2.21)$$

$$C_{zr}\Delta z + C_{\varphi r}(r\Delta\varphi) + C_o^r = \varepsilon_r \frac{\Delta z(r\Delta\varphi)}{\Delta r}, \quad (2.22)$$

$$L_{z\varphi}\Delta z + L_{\varphi z}(r\Delta\varphi) + L_{ks}^r = \mu_r \frac{\Delta z(r\Delta\varphi)}{\Delta r}. \quad (2.23)$$

Prethodne jednačine predstavljaju osnovu korektnog modelovanja sredine korišćenjem opšte neuniformne TLM mreže 3-D čvorova u cilindričnom koordinatnom sistemu. One sadrže osamnaest promenljivih koje je potrebno odrediti: šest raspodeljenih kapacitivnosti vodova,  $C_{ij}$ , šest raspodeljenih induktivnosti vodova,  $L_{ij}$ , tri kapacitivnosti otvorenih stabova,  $C_o^i$ , i tri induktivnosti kratko-spojenih stabova,  $L_{ks}^i$ , pri čemu važi da je:  $i, j, k \in \{\varphi, r, z\}$  i  $i \neq j, k$ .

Kada je u pitanju TLM metod u vremenskom domenu, potrebno je održati vremenski sinhronizam u mreži, tj. impulsi moraju da stižu u centar čvorova istovremeno, nakon konstantnog vremenskog kašnjenja ili vremenskog koraka  $\Delta t$ . Brzina prostiranja duž, na



primer, voda koji se prostire u  $\varphi$ -smeru i polarizovanog u  $r$ -smeru sa raspodeljenom kapacitivnošću  $C_{\varphi r}$  i induktivnošću  $L_{\varphi r}$  određena je na sledeći način [26]

$$v_{\varphi r} = \frac{1}{\sqrt{C_{\varphi r} L_{\varphi r}}} = \frac{r \Delta \varphi}{\Delta t}. \quad (2.24)$$

odakle se dobija uslov za vremenski sinhronizam duž  $\varphi r$  voda

$$\Delta t = r \Delta \varphi \sqrt{C_{\varphi r} L_{\varphi r}}. \quad (2.25)$$

Na sličan način, moguće je dobiti vremenski sinhronizam za preostalih pet vodova, odnosno u kompaktnoj notaciji se može pisati

$$\Delta t = \Delta i \sqrt{C_{ij} L_{ij}}, \quad (2.26)$$

$$\text{gde važi } i, j \in \{\varphi, r, z\}, \Delta i = \begin{cases} r \Delta \varphi, & \text{za } i = \varphi \\ \Delta r, & \text{za } i = r \\ \Delta z, & \text{za } i = z \end{cases}.$$

Na osnovu jednačina (2.18) ÷ (2.23) i (2.26) i primenjujući dodatna ograničenja, mogu se izvesti različiti tipovi 3-D TLM kondenzovanih čvorova, koji su opisani u odeljku 2.1.3.

Sistem jednačina (2.18) ÷ (2.23) i (2.26) može se ekvivalentno izraziti preko karakterističnih impedansi i admitansi vodova i stabova. Karakteristična impedansa i admitansa  $i$ -usmerenog,  $j$ -polarizovanog voda,  $i, j, k \in \{\varphi, r, z\}$  i  $i \neq j, k$ , definisane su kao [4]

$$Z_{\varphi r} = \frac{1}{Y_{\varphi r}} = \sqrt{\frac{L_{\varphi r}}{C_{\varphi r}}}, \quad Z_{r\varphi} = \frac{1}{Y_{r\varphi}} = \sqrt{\frac{L_{r\varphi}}{C_{r\varphi}}}, \quad (2.27)$$

$$Z_{\varphi z} = \frac{1}{Y_{\varphi z}} = \sqrt{\frac{L_{\varphi z}}{C_{\varphi z}}}, \quad Z_{z\varphi} = \frac{1}{Y_{z\varphi}} = \sqrt{\frac{L_{z\varphi}}{C_{z\varphi}}}, \quad (2.28)$$

$$Z_{rz} = \frac{1}{Y_{rz}} = \sqrt{\frac{L_{rz}}{C_{rz}}}, \quad Z_{zr} = \frac{1}{Y_{zr}} = \sqrt{\frac{L_{zr}}{C_{zr}}}. \quad (2.29)$$

Kombinujući uslov za vremenski sinhronizam iz jednačine (2.26) sa jednačinama (2.27) ÷ (2.29), karakteristične impedanse i admitanse vodova mogu se izraziti u funkciji vremenskog koraka na sledeći način

$$Z_{\varphi r} = \frac{L_{\varphi r}(r\Delta\varphi)}{\Delta t}, \quad Z_{r\varphi} = \frac{L_{r\varphi}\Delta r}{\Delta t}, \quad (2.30)$$

$$Z_{\varphi z} = \frac{L_{\varphi z}(r\Delta\varphi)}{\Delta t}, \quad Z_{z\varphi} = \frac{L_{z\varphi}\Delta z}{\Delta t}, \quad (2.31)$$

$$Z_{rz} = \frac{L_{rz}\Delta r}{\Delta t}, \quad Z_{zr} = \frac{L_{zr}\Delta z}{\Delta t}, \quad (2.32)$$

$$Y_{\varphi r} = \frac{C_{\varphi r}(r\Delta\varphi)}{\Delta t}, \quad Y_{r\varphi} = \frac{C_{r\varphi}\Delta r}{\Delta t}, \quad (2.33)$$

$$Y_{\varphi z} = \frac{C_{\varphi z}(r\Delta\varphi)}{\Delta t}, \quad Y_{z\varphi} = \frac{C_{z\varphi}\Delta z}{\Delta t}, \quad (2.34)$$

$$Y_{rz} = \frac{C_{rz}\Delta r}{\Delta t}, \quad Y_{zr} = \frac{C_{zr}\Delta z}{\Delta t}. \quad (2.35)$$

U stabovima, efektivno vreme prostiranja impulsa duž staba (u jednom smeru) treba da bude  $\Delta t/2$ . Prema tome, karakteristična impedansa kratko-spojenog staba i karakteristična admitansa otvorenog staba definisane su, respektivno, kao [4]

$$Z_{ksk} = \frac{2L_{ks}^k}{\Delta t}, \quad (2.36)$$

$$Y_{ok} = \frac{2C_o^k}{\Delta t}, \quad (2.37)$$

pri čemu važi da je  $k \in \{\varphi, r, z\}$ .

Deljenjem leve i desne strane jednačina (2.18) ÷ (2.23) sa  $\Delta t$  i korišćenjem jednačina (2.30) ÷ (2.37) dobija se sledeći sistem jednačina

$$Y_{\varphi z} + Y_{rz} + \frac{Y_{oz}}{2} = \varepsilon_z \frac{(r\Delta\varphi)\Delta r}{\Delta z\Delta t}, \quad (2.38)$$

$$Y_{r\varphi} + Y_{z\varphi} + \frac{Y_{o\varphi}}{2} = \varepsilon_\varphi \frac{\Delta r\Delta z}{(r\Delta\varphi)\Delta t}, \quad (2.39)$$

$$Y_{zr} + Y_{\varphi r} + \frac{Y_{or}}{2} = \varepsilon_r \frac{\Delta z(r\Delta\varphi)}{\Delta r\Delta t}, \quad (2.40)$$

$$Z_{\varphi r} + Z_{r\varphi} + \frac{Z_{ksz}}{2} = \mu_z \frac{(r\Delta\varphi)\Delta r}{\Delta z\Delta t}, \quad (2.41)$$

$$Z_{rz} + Z_{zr} + \frac{Z_{ks\varphi}}{2} = \mu_\varphi \frac{\Delta r\Delta z}{(r\Delta\varphi)\Delta t}, \quad (2.42)$$

$$Z_{z\varphi} + Z_{\varphi z} + \frac{Z_{ksr}}{2} = \mu_r \frac{\Delta z(r\Delta\varphi)}{\Delta r\Delta t}. \quad (2.43)$$

Sistem jednačina (2.38) ÷ (2.43) objedinjuje uslov vremenskog sinhronizma (2.26) i fizički opis modela, baziranog na izrazima za kapacitivnost i induktivnost (2.18) ÷ (2.23). Izražen je direktno preko karakterističnih impedansi i admitansi vodova i stabova, veličina koje opisuju rasejanje i prostiranje u TLM mreži u cilindričnom koordinatnom sistemu. Oba sistema jednačina su ekvivalentna i mogu se koristiti za izvođenje parametara vodova i stabova u TLM mreži u vremenskom domenu. U narednim poglavljima, izvedeni su parametri vodova i stabova za simetrični kondenzovani čvor sa stabovima i hibridni simetrični kondenzovani čvor.

### 2.2.1.2 Simetrični kondenzovani čvor sa stabovima

Kod simetričnog kondenzovanog čvora sa stabovima, u cilju rešavanja sistema jednačina (2.18) ÷ (2.23), uvodi se šest dodatnih ograničenja [25] izraženih u zahtevu da svi vodovi u čvoru imaju istu karakterističnu impedansu, koja je jednaka impedansi u slobodnom prostoru,  $Z_{ij} = Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$ , gde je  $i, j \in \{\varphi, r, z\}$  i  $i \neq j$ .

Na ovaj način se sistem jednačina (2.38) ÷ (2.43) redukuje na oblik

$$2Y_0 + \frac{Y_{oz}}{2} = \varepsilon_z \frac{(r\Delta\varphi)\Delta r}{\Delta z\Delta t}, \quad (2.44)$$

$$2Y_0 + \frac{Y_{o\varphi}}{2} = \varepsilon_\varphi \frac{\Delta r\Delta z}{(r\Delta\varphi)\Delta t}, \quad (2.45)$$

$$2Y_0 + \frac{Y_{or}}{2} = \varepsilon_r \frac{\Delta z(r\Delta\varphi)}{\Delta r\Delta t}, \quad (2.46)$$

$$2Z_0 + \frac{Z_{ksz}}{2} = \mu_z \frac{(r\Delta\varphi)\Delta r}{\Delta z\Delta t}, \quad (2.47)$$

$$2Z_0 + \frac{Z_{ks\varphi}}{2} = \mu_\varphi \frac{\Delta r \Delta z}{(r\Delta\varphi)\Delta t}, \quad (2.48)$$

$$2Z_0 + \frac{Z_{ksr}}{2} = \mu_r \frac{\Delta z (r\Delta\varphi)}{\Delta r \Delta t}. \quad (2.49)$$

Iz poslednjeg sistema jednačina, potrebno je odrediti samo admitansu otvorenog staba i impedansu kratko-spojenog staba

$$Y_{oz} = 2Y_0 \left( \frac{\varepsilon_{rz}}{c\Delta t} \frac{(r\Delta\varphi)\Delta r}{\Delta z} - 2 \right), \quad (2.50)$$

$$Y_{o\varphi} = 2Y_0 \left( \frac{\varepsilon_{r\varphi}}{c\Delta t} \frac{\Delta r \Delta z}{(r\Delta\varphi)} - 2 \right), \quad (2.51)$$

$$Y_{or} = 2Y_0 \left( \frac{\varepsilon_{rr}}{c\Delta t} \frac{\Delta z (r\Delta\varphi)}{\Delta r} - 2 \right), \quad (2.52)$$

$$Z_{ksz} = 2Z_0 \left( \frac{\mu_{rz}}{c\Delta t} \frac{(r\Delta\varphi)\Delta r}{\Delta z} - 2 \right), \quad (2.53)$$

$$Z_{ks\varphi} = 2Z_0 \left( \frac{\mu_{r\varphi}}{c\Delta t} \frac{\Delta r \Delta z}{(r\Delta\varphi)} - 2 \right), \quad (2.54)$$

$$Z_{ksr} = 2Z_0 \left( \frac{\mu_{rr}}{c\Delta t} \frac{\Delta z (r\Delta\varphi)}{\Delta r} - 2 \right), \quad (2.55)$$

gde je  $c = 1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$  brzina prostiranja elektromagnetnih talasa u slobodnom prostoru.

U cilju obezbeđivanja stabilnosti potrebno je da svi stabovi predstavljaju komponente sa realnim pozitivnim vrednostima [4]. Maksimalni vremenski korak za čvor može se odrediti iz jednačina (2.50) ÷ (2.55) zahtevajući da su  $Y_{ok}$  i  $Z_{ksk}$ ,  $k \in \{\varphi, r, z\}$ , pozitivne veličine i u tom slučaju se dobija

$$\begin{aligned} \Delta t \leq \frac{\varepsilon_{rz}(r\Delta\varphi)\Delta r}{2c\Delta z}, \Delta t \leq \frac{\varepsilon_{r\varphi}\Delta r\Delta z}{2c(r\Delta\varphi)}, \Delta t \leq \frac{\varepsilon_{rr}\Delta z(r\Delta\varphi)}{2c\Delta r}, \\ \Delta t \leq \frac{\mu_{rz}(r\Delta\varphi)\Delta z}{2c\Delta r}, \Delta t \leq \frac{\mu_{r\varphi}\Delta r(r\Delta\varphi)}{2c\Delta z}, \Delta t \leq \frac{\mu_{rr}\Delta r\Delta z}{2c(r\Delta\varphi)}. \end{aligned} \quad (2.56)$$

Budući da, zbog svoje strukture, cilindrična mreža čvorova predstavlja neuniformnu mrežu (Sl. 2.7), maksimalni vremenski korak je potrebno izračunati za svaki segment, a zatim

odabrati najmanji od njih kao maksimalni vremenski korak za celu mrežu. Isti postupak se primenjuje i u složenoj mreži, koja se sastoji od segmenata različite rezolucije. Kada se modeluju problemi većih dimenzija, može se desiti da rezultujući vremenski korak bude veoma mali, što za posledicu može imati duže trajanje TLM simulacije.

### 2.2.1.3 Hibridni simetrični kondenzovani čvor

U neuniformnoj mreži simetričnih kondenzovanih čvorova sa stabovima, maksimalni vremenski korak može imati malu vrednost, što se može prevazići korišćenjem hibridnog simetričnog kondenzovanog čvora [39, 40].

Hibridni simetrični kondenzovani čvor I tipa se sastoji iz vodova kojima se modeluju sve zahtevane induktivnosti u čvoru, tako da više ne postoji potreba za kratko-spojenim stabovima. Ovo je ostvareno omogućavajući da vodovi, koji modeluju različite komponente magnetnog polja, imaju različite karakteristične impedanse. Hibridni simetrični kondenzovani čvor II tipa se sastoji iz vodova kojima se modeluju sve zahtevane kapacitivnosti u čvoru, tako da više ne postoji potreba za otvorenim stabovima, dok vodovi, koji modeluju različite komponente električnog polja, mogu imati različite karakteristične impedanse.

Kod hibridnog simetričnog kondenzovanog čvora I tipa, odsustvo kratko-spojenih stabova može se izraziti preko tri jednačine u obliku

$$Z_{kSk} = 0, \quad (2.57)$$

pri čemu važi da je:  $k \in \{\varphi, r, z\}$ . Zahtev da su impedanse vodova, koji modeluju istu komponentu magnetnog polja, jednake, u kompaktnoj notaciji se može napisati na sledeći način

$$Z_{ij} = Z_{ji}, \quad (2.58)$$

pri čemu važi da je:  $i, j \in \{\varphi, r, z\}$  i  $i \neq j$ . Smenom jednačina (2.57) i (2.58) u jednačine (2.41) ÷ (2.43), dobijaju se sledeći izrazi za karakteristične impedanse vodova

$$Z_{\varphi r} = Z_{r\varphi} = \frac{\mu_z (r\Delta\varphi)\Delta r}{2\Delta t\Delta z} = Z_0 \frac{\mu_{rz} (r\Delta\varphi)\Delta r}{2c\Delta t\Delta z}, \quad (2.59)$$

$$Z_{rz} = Z_{zr} = \frac{\mu_\varphi \Delta r \Delta z}{2\Delta t (r\Delta\varphi)} = Z_0 \frac{\mu_{r\varphi} \Delta r \Delta z}{2c\Delta t (r\Delta\varphi)}, \quad (2.60)$$

$$Z_{z\varphi} = Z_{\varphi z} = \frac{\mu_r \Delta z (r \Delta \varphi)}{2 \Delta t \Delta r} = Z_0 \frac{\mu_{rr} \Delta z (r \Delta \varphi)}{2 c \Delta t \Delta r}, \quad (2.61)$$

dok je karakteristične admitanse otvorenih stabova moguće dobiti iz jednačina (2.38) ÷ (2.40) u obliku

$$Y_{o\varphi} = Y_0 \left[ \frac{2 \varepsilon_{r\varphi} \Delta r \Delta z}{c \Delta t (r \Delta \varphi)} - \frac{4 c \Delta t}{(r \Delta \varphi)} \left( \frac{\Delta r}{\mu_{rr} \Delta z} + \frac{\Delta z}{\mu_{rz} \Delta r} \right) \right], \quad (2.62)$$

$$Y_{or} = Y_0 \left[ \frac{2 \varepsilon_{rr} \Delta z (r \Delta \varphi)}{c \Delta t \Delta r} - \frac{4 c \Delta t}{\Delta r} \left( \frac{\Delta z}{\mu_{r\varphi} (r \Delta \varphi)} + \frac{(r \Delta \varphi)}{\mu_{rz} \Delta z} \right) \right], \quad (2.63)$$

$$Y_{oz} = Y_0 \left[ \frac{2 \varepsilon_{rz} (r \Delta \varphi) \Delta r}{c \Delta t \Delta z} - \frac{4 c \Delta t}{\Delta z} \left( \frac{(r \Delta \varphi)}{\mu_{r\varphi} \Delta r} + \frac{\Delta r}{\mu_{rr} (r \Delta \varphi)} \right) \right]. \quad (2.64)$$

Kod hibridnog simetričnog kondenzovanog čvora II tipa ne postoji potreba za otvorenim stabovima. Zahtev da su admitanse vodova, koji modeluju istu komponentu magnetnog polja, jednake, može se napisati, u kompaktnoj notaciji, na sledeći način

$$Y_{ik} = Y_{jk}, \quad (2.65)$$

pri čemu važi da je  $i, j, k \in \{\varphi, r, z\}$  i  $i \neq j, k$ . Na isti način kao i za prethodni tip čvora, za karakteristične admitanse vodova se dobija

$$Y_{\varphi z} = Y_{rz} = Y_0 \frac{\varepsilon_{rz} (r \Delta \varphi) \Delta r}{2 c \Delta z \Delta t}, \quad (2.66)$$

$$Y_{r\varphi} = Y_{z\varphi} = Y_0 \frac{\varepsilon_{r\varphi} \Delta r \Delta z}{2 c (r \Delta \varphi) \Delta t}, \quad (2.67)$$

$$Y_{zr} = Y_{\varphi r} = \frac{\varepsilon_{rr} \Delta z (r \Delta \varphi)}{2 c \Delta r \Delta t}, \quad (2.68)$$

dok se karakteristične impedanse kratko-spojenih stabova mogu izraziti u obliku

$$Z_{ksz} = Z_0 \left[ \frac{2 \mu_{rz} (r \Delta \varphi) \Delta r}{c \Delta t \Delta z} - \frac{4 c \Delta t}{\Delta z} \left( \frac{r \Delta \varphi}{\varepsilon_{r\varphi} \Delta r} + \frac{\Delta r}{\varepsilon_{rr} (r \Delta \varphi)} \right) \right], \quad (2.69)$$

$$Z_{ks\varphi} = Z_0 \left[ \frac{2 \mu_{r\varphi} \Delta r \Delta z}{c \Delta t (r \Delta \varphi)} - \frac{4 c \Delta t}{(r \Delta \varphi)} \left( \frac{\Delta r}{\varepsilon_{rr} \Delta z} + \frac{\Delta z}{\varepsilon_{rz} \Delta r} \right) \right], \quad (2.70)$$

$$Z_{ksr} = Z_0 \left[ \frac{2\mu_{rr}\Delta z(r\Delta\varphi)}{c\Delta t\Delta r} - \frac{4c\Delta t}{\Delta r} \left( \frac{\Delta z}{\varepsilon_{rz}(r\Delta\varphi)} + \frac{r\Delta\varphi}{\varepsilon_{r\varphi}\Delta z} \right) \right]. \quad (2.71)$$

Maksimalni vremenski korak za hibridni simetrični kondenzovani čvor može se odrediti na identičan način kao i za čvor sa stabovima, zahtevajući da parametri stabova imaju pozitivne vrednosti. Za hibridni simetrični kondenzovani čvor I tipa, uslov  $Y_{ok} \geq 0$ ,  $k \in \{\varphi, r, z\}$ , daje definiciju maksimalnog vremenskog koraka u obliku

$$\Delta t \leq \frac{1}{2c} \sqrt{\frac{2\varepsilon_{r\varphi}}{1/(\mu_{r\varphi}(\Delta r)^2) + 1/(\mu_{rr}(\Delta z)^2)}}, \quad (2.72)$$

$$\Delta t \leq \frac{1}{2c} \sqrt{\frac{2\varepsilon_{rr}}{1/(\mu_{rr}(\Delta z)^2) + 1/(\mu_{rz}(r\Delta\varphi)^2)}}, \quad (2.73)$$

$$\Delta t \leq \frac{1}{2c} \sqrt{\frac{2\varepsilon_{rz}}{1/(\mu_{rz}(r\Delta\varphi)^2) + 1/(\mu_{r\varphi}(\Delta r)^2)}}. \quad (2.74)$$

Može se pokazati da za bilo koju rezoluciju mreže, kada je u pitanju hibridni simetrični kondenzovani čvor, maksimalni vremenski korak leži u intervalu

$$\frac{\Delta\ell}{2c} \leq \Delta t_{\max} < \frac{\Delta\ell}{2c} \sqrt{2}, \quad (2.75)$$

pri čemu je  $\Delta\ell$  najmanja dimenzija čvora u mreži.

U poređenju sa vremenskim korakom kod čvora sa stabovima, vrednost vremenskog koraka u hibridnim čvorovima je veća i može se pokazati da ne zavisi direktno od odnosa najmanje i najveće dimenzije čvora niti je zavisna od najmanje dimenzije čvora [35], a samim tim stabilnost je uvek zagarantovana.

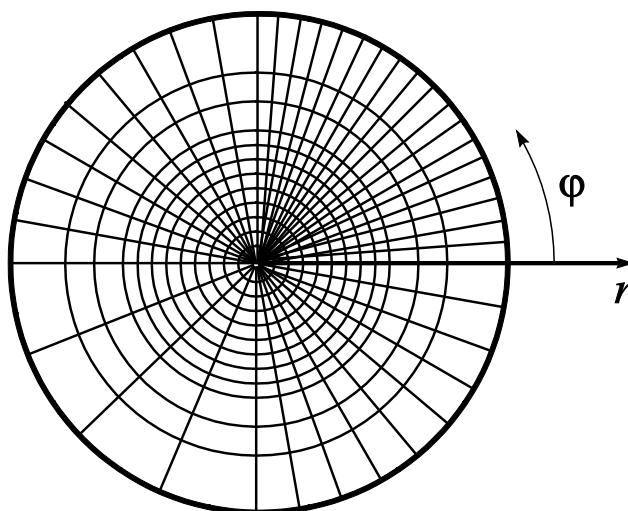
#### 2.2.1.4 Modelovanje nehomogenih sredina i sredina sa gubicima

Rešavanje problema, u kojima su prisutni materijali različitih elektromagnetnih parametara, na prvi pogled zahteva samo podešavanje kapacitivnosti i induktivnosti, kako bi se proračunom uzele u obzir lokalne vrednosti permitivnosti i permeabilnosti. Budući da brzina prostiranja impulsa direktno zavisi od ovih veličina, to znači da se impulsi ne prostiru istom brzinom kroz različite materijale. Kako bi se održao vremenski sinhronizam u mreži, ali i omogućilo povezivanje između čvorova, koji pripadaju regionima različitih elektromagnetnih

osobina, tako da čvor sa jedne strane razdvojne površi dva regiona može da razmenjuje impulse samo sa jednim susednim čvorom sa druge strane razdvojne površi preko odgovarajućih portova, primenjuje se neuniformna mreža prikazana na Sl. 2.11. U cilju realizacije neuniformne mreže čvorova, proizvoljnih linearnih dimenzija, vrši se dodavanje otvorenih stabova, koji modeluju povećanje kapacitivnosti (radi dobijanja određene permitivnosti), ili kratkospojenih stabova, koji predstavljaju povećanje induktivnosti (u cilju dobijanja željene vrednosti permeabilnosti), na osnovnu strukturu SCN čvora [4].

Kada se koristi TLM mreža sačinjena od hibridnih simetričnih kondenzovanih čvorova I tipa, prisutni su samo otvoreni vodovi, kao što je pokazano u prethodnom poglavlju. Pri tome, korektno modelovanje prostora ispunjenog nehomogenim medijumom podrazumeva primenu neuniformne mreže definisane tako da prostorni korak diskretizacije, kojim se opisuje dielektrik,  $\sqrt{\varepsilon_r}$  ( $\varepsilon_r$  relativna dielektrična konstanta opterećenja) puta manji od koraka diskretizacije primenjenog za modelovanje prostora ispunjenog vazduhom.

Implementacija gubitaka u TLM model ostvaruje se uvođenjem stabova sa gubicima u tačke u kojima se vrši rasejanje. Stabovi sa gubicima se mogu posmatrati kao beskonačno dugi vodovi ili, ekvivalentno, kao vodovi završeni svojom karakterističnom impedansom. U oba slučaja, energija koja se rasejava na ovim stabovima biva apsorbovana, tako da nema reflektovanih impulsa koji su incidentni na čvor. Njima se mogu modelovati kako “električni” tako i “magnetni” gubici. Kada se radi o simetričnom kondenzovanom čvoru, stabovi sa gubicima se direktno implementiraju u matricu rasejanja, pri čemu se sprežu sa odgovarajućom komponentom elektromagnetnog polja [30, 42].



Sl. 2.11 Neuniformna cilindrična mreža u  $\varphi$ - $r$  ravni



Ako se sa  $\sigma_{ek}$  i  $\sigma_{mk}$  označe efektivna električna i magnetna provodnost u  $k$ -smeru, respektivno, elementi u 3-D TLM čvoru kojima se modeluju gubici definišu se kao

$$G_{e\varphi} = \sigma_{e\varphi} \frac{\Delta r \Delta z}{(r\Delta\varphi)}, G_{er} = \sigma_{er} \frac{\Delta z(r\Delta\varphi)}{\Delta r}, G_{ez} = \sigma_{ez} \frac{(r\Delta\varphi)\Delta r}{\Delta z}, \quad (2.76)$$

$$R_{m\varphi} = \sigma_{m\varphi} \frac{\Delta r \Delta z}{(r\Delta\varphi)}, R_{mr} = \sigma_{mr} \frac{\Delta z(r\Delta\varphi)}{\Delta r}, R_{mz} = \sigma_{mz} \frac{(r\Delta\varphi)\Delta r}{\Delta z}, \quad (2.77)$$

pri čemu je parametar  $\sigma_{ek}$  povezan sa kompleksnom dielektričnom konstantom  $\varepsilon_k^*$  preko izraza:  $\varepsilon_k^* = \varepsilon_0 \varepsilon_{rk} - j \frac{\sigma_{ek}}{\omega}$ , a parametar  $\sigma_{mk}$  sa kompleksnom magnetnom permeabilnošću  $\mu_k^*$  preko izraza:  $\mu_k^* = \mu_{rk} - j \frac{\sigma_{mk}}{\omega}$ . Na osnovu toga, moguće je definisati tangens ugla gubitaka na odgovarajućoj frekvenciji preko sledećih izraza

$$\tan \delta_{ek} = \frac{\sigma_{ek}}{2\pi f \varepsilon_0 \varepsilon_{rk}}, \quad (2.78)$$

$$\tan \delta_{mk} = \frac{\sigma_{mk}}{2\pi f \mu_0 \mu_{rk}}. \quad (2.79)$$

## 2.2.2 Procedura rasejanja

Prethodno je pomenuto da procedura rasejanja, zajedno sa procedurom povezivanja, predstavlja srž TLM algoritma. U proceduri rasejanja, vrši se određivanje reflektovanih impulsa,  $\vec{V}^r$ , generisanih u svakom vremenskom koraku nakon rasejavanja naponskih impulsa  $\vec{V}^i$ , incidentnih za svaki port čvora. Incidentni i reflektovani impulsi su povezani preko relacije  $\vec{V}^r = [S] \vec{V}^i$ , gde je  $[S]$  matrica rasejanja koja zavisi od topologije čvora.

U cilju dobijanja matrice rasejanja simetričnog kondenzovanog čvora primenjuju se odgovarajući fizički principi na mrežu vodova [35]. Ekvivalentni ukupni naponi i ekvivalentne ukupne struje u centru čvora, koji odgovaraju pojedinim komponentama električnog i magnetnog polja, respektivno, definisani su usrednjavanjem ukupnih napona i struja na vodovima korišćenjem uslova kontinuiteta naelektrisanja i magnetnog fluksa. Na taj način, uz korišćenje principa o održanju naelektrisanja i magnetnog fluksa, može se doći do jednačina kojima se opisuje matrica rasejanja.

Budući da se generalni simetrični kondenzovani čvor sastoji od osnovnih vodova i dodatnih stabova, u cilju modelovanja neuniformne mreže, nehomogenih elektromagnetnih karakteristika sredine ili modelovanja električnih i magnetnih gubitaka, neophodno je izvesti relacije kojima se određuju reflektovani naponski impulsi i na vodovima i na stabovima. Zatim se izvedene generalne relacije jednostavno mogu svesti na oblik koji odgovara hibridnom simetričnom kondenzovanom čvoru.

### 2.2.2.1 Rasejanje na vodovima

Ukupni napon na vodu u tački rasejanja, odnosno u centru čvora, jednak je sumi incidentnih i reflektovanih napona na vodu. Tako je, na primer, za simetrični kondenzovani čvor, ukupni napon na  $\varphi$ -usmerenom,  $r$ -polarizovanom vodu različit na različitim stranama od centra čvora, tj.  $V_{\varphi nr} \neq V_{\varphi pr}$  što je pokazano na Sl. 2.12a.

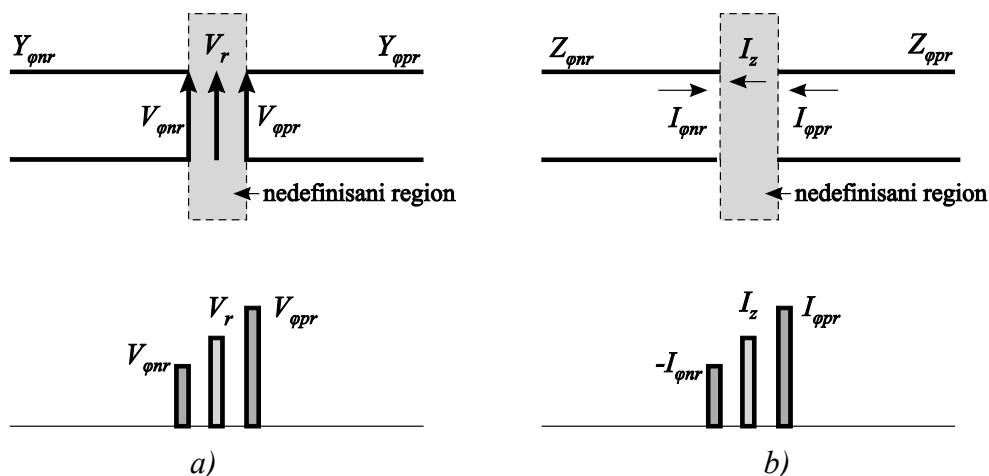
Na osnovu principa o kontinuitetu naelektrisanja na segmentima posmatranog voda, ekvivalentan ukupan napon u centru čvora,  $V_r$ , može se definisati kao [35].

$$V_r = \frac{Y_{\varphi nr} V_{\varphi nr} + Y_{\varphi pr} V_{\varphi pr}}{Y_{\varphi nr} + Y_{\varphi pr}}. \quad (2.80)$$

U slučaju kada je  $Y_{\varphi nr} = Y_{\varphi pr}$ , poslednja jednačina se pojednostavljuje na oblik

$$V_r = \frac{V_{\varphi nr} + V_{\varphi pr}}{2}, \quad (2.81)$$

što predstavlja usrednjavanje napona na suprotnim stranama čvora.



Sl. 2.12 a) Ekvivalentan ukupan napon, b) Ekvivalentna ukupna struja

Ukupna struja duž voda u tački rasejanja, odnosno u centru čvora, može se definisati kao količnik razlike incidentnih i reflektovanih napona na vodu i impedanse voda.

Na sličan način kao i pri izvođenju ekvivalentnog ukupnog napona, ekvivalentna ukupna struja, na primer  $I_z$  (Sl. 2.12b), može se odrediti, primenjujući princip o kontinuitetu magnetnog fluksa [35]:

$$I_z = \frac{Z_{\varphi pr} I_{\varphi pr} - Z_{\varphi nr} I_{\varphi nr}}{Z_{\varphi nr} + Z_{\varphi pr}}. \quad (2.82)$$

U slučaju kada važi  $Z_{\varphi nr} = Z_{\varphi pr}$ , poslednja jednačina se pojednostavljuje na oblik

$$I_z = \frac{I_{\varphi pr} - I_{\varphi nr}}{2}, \quad (2.83)$$

što predstavlja usrednjavanje struja na suprotnim stranama čvora, uzimajući u obzir njihovu različitu orijentaciju.

Izražavajući ukupni napon u obliku incidentnih i reflektovanih napona i koristeći jednakost

$$\frac{Y_1}{Y_1 + Y_2} = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2}, \quad (2.84)$$

jednačine (2.80) i (2.82) moguće je napisati u obliku

$$V_r = \frac{Z_{\varphi pr}}{Z_{\varphi nr} + Z_{\varphi pr}} (V_{\varphi nr}^i + V_{\varphi nr}^r) + \frac{Z_{\varphi nr}}{Z_{\varphi nr} + Z_{\varphi pr}} (V_{\varphi pr}^i + V_{\varphi pr}^r), \quad (2.85)$$

$$I_z = \frac{1}{Z_{\varphi nr} + Z_{\varphi pr}} (V_{\varphi pr}^i - V_{\varphi pr}^r) - \frac{1}{Z_{\varphi nr} + Z_{\varphi pr}} (V_{\varphi nr}^i - V_{\varphi nr}^r). \quad (2.86)$$

Množeći jednačinu (2.86) sa  $Z_{\varphi nr}$  i dodajući je jednačini (2.85), kao rešenje za  $V_{\varphi nr}^r$  se dobija

$$V_{\varphi nr}^r = V_r + I_z Z_{\varphi nr} - V_{\varphi pr}^i + h_{\varphi r}, \quad (2.87)$$

gde je  $h_{\varphi r}$  veličina definisana kao

$$h_{\varphi r} = \frac{Z_{\varphi nr} - Z_{\varphi pr}}{Z_{\varphi nr} + Z_{\varphi pr}} (V_{\varphi nr}^i - V_{\varphi pr}^i). \quad (2.88)$$

Na sličan način, kao rešenje za  $V_{\varphi pr}^r$ , dobija se sledeći izraz

$$V_{\varphi pr}^r = V_r - I_z Z_{\varphi pr} - V_{\varphi nr}^i + h_{\varphi r}. \quad (2.89)$$

U kompaktnoj notaciji, za reflektovane naponske impulse na portovima generalnog simetričnog kondenzovanog čvora, može se pisati

$$V_{inj}^r = V_j \pm I_k Z_{inj} - V_{ipj}^i + h_{ij}, \quad (2.90)$$

$$V_{ipj}^r = V_j \mp I_k Z_{ipj} - V_{inj}^i + h_{ij}, \quad (2.91)$$

$$h_{ij} = \frac{Z_{inj} - Z_{ipj}}{Z_{inj} + Z_{ipj}} (V_{inj}^i - V_{ipj}^i). \quad (2.92)$$

pri čemu se gornji i donji znaci primenjuju, respektivno, za:  $(i, j, k) \in \{(\varphi, r, z), (r, z, \varphi), (z, \varphi, r)\}$  i  $(i, j, k) \in \{(\varphi, z, r), (r, \varphi, z), (z, r, \varphi)\}$ .

U slučaju hibridnog simetričnog kondenzovanog čvora I tipa, gde važi  $h_{ij} = 0$  i  $Z_{inj} = Z_{ipj}$ , za određivanje reflektovanih naponskih impulsa, prethodne jednačine se modifikuju na sledeći oblik

$$V_{inj}^r = V_j \pm I_k Z_{ij} - V_{ipj}^i, \quad (2.93)$$

$$V_{ipj}^r = V_j \mp I_k Z_{ij} - V_{inj}^i, \quad (2.94)$$

pri čemu se gornji i donji znaci primenjuju, respektivno, za:  $(i, j, k) \in \{(\varphi, r, z), (r, z, \varphi), (z, \varphi, r)\}$  i  $(i, j, k) \in \{(\varphi, z, r), (r, \varphi, z), (z, r, \varphi)\}$ .

U cilju potpunog formulisanja sistema jednačina (2.90) ÷ (2.92), koji opisuju rasejanje na TLM vodovima, ekvivalentni ukupni naponi i struje,  $V_{\varphi, r, z}$  i  $I_{\varphi, r, z}$ , moraju se izraziti preko incidentnih naponskih impulsa.

### 2.2.2.2 Rasejanje na stabovima

Stabovi se uvode u simetrični kondenzovani čvor tako da se direktno sprežu sa odgovarajućom komponentom električnog ili magnetnog polja. Ukupan napon na otvorenim stabovima i stabovima kojima se modeluju “električni” gubici po definiciji je određen

odgovarajućom komponentom električnog polja, budući da su oni identični ekvivalentnom ukupnom naponu u centru čvora. Za  $E_r$  komponentu važi  $V_{or} = V_{er} = V_r$  i reflektovani naponi se jednostavno određuju kao [35]

$$V_{or}^r = V_r - V_{or}^i, \quad (2.95)$$

$$V_{er}^r = V_r. \quad (2.96)$$

Na sličan način, ukupna struja kroz kratko-spojene stabove i stabove za modelovanje “magnetnih” gubitaka direktno je određena odgovarajućom komponentom magnetnog polja i identična je ekvivalentnoj ukupnoj struji. Pri tome, orijentacija incidentnih napona na ovim stabovima suprotna je od orijentacije ukupne struje. Za  $H_z$  komponentu važi  $I_{ksz} = I_{mz} = -I_z$ , što izraženo u obliku incidentnih i reflektovanih naponskih impulsa daje

$$\frac{V_{ksz}^i - V_{ksz}^r}{Z_{ksz}} = -I_z, \quad (2.97)$$

$$-\frac{V_{mz}^r}{R_{mz}} = -I_z. \quad (2.98)$$

Kao rešenje za reflektovane napone dobija se [35]

$$V_{ksz}^r = V_{ksz}^i + I_z Z_{ksz}, \quad (2.99)$$

$$V_{mz}^r = I_z R_{mz}. \quad (2.100)$$

Može se primetiti odsustvo incidentnih impulsa za stab koji se koristi za modelovanje “električnih” gubitaka, odnosno za stab koji se koristi za modelovanje “magnetnih” gubitaka. Naime, budući da su napon i struja u fazi u bilo kom trenutku, stabovi kojima se modeluju gubici ne doprinose kapacitivnosti ili induktivnosti, već predstavljaju disipaciju energije [38].

Prema tome, kada se radi o stabovima za modelovanje nehomogenih elektromagnetnih karakteristika sredine i stabovima za modelovanje električnih i magnetnih gubitaka, relevantni naponski impulsi, u kompaktnoj notaciji, mogu se izraziti u obliku

$$V_{oi}^r = V_i - V_{oi}^i, \quad (2.101)$$

$$V_{ei}^r = V_i, \quad (2.102)$$

$$V_{ksi}^r = I_i Z_{ksi} + V_{ksi}^i, \quad (2.103)$$

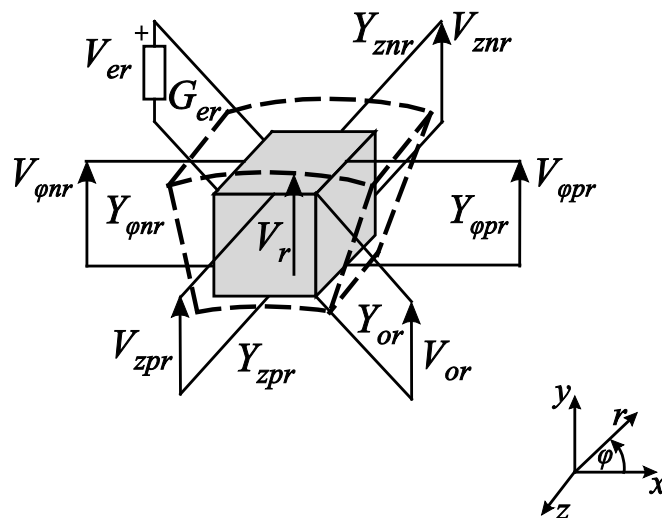
$$V_{mi}^r = I_i R_{mi}, \quad (2.104)$$

pri čemu je  $i \in \{\varphi, r, z\}$ .

Kao i prilikom definisanja rasejanja na vodovima, ekvivalentni ukupni naponi i struje,  $V_{\varphi, r, z}$  i  $I_{\varphi, r, z}$ , moraju se izraziti preko incidentnih naponskih impulsa radi potpunog formulisanja sistema jednačina (2.101) ÷ (2.104), koji opisuju rasejanje na stabovima.

### 2.2.2.3 Izvođenje ekvivalentnog ukupnog napona

Ekvivalentni ukupni napon  $u$ , na primer,  $r$  smeru,  $V_r$ , može se izvesti kombinujući principe o kontinuitetu i održanju naelektrisanja na vodovima koji se sprežu sa  $E_r$  komponentom polja (Sl. 2.13).



Sl. 2.13 Vodovi koji pobuđuju  $E_r$  komponentu polja

Zakon o održanju naelektrisanja, primenjen na sve vodove koji doprinose  $E_r$  komponenti polja, može se napisati u obliku [4, 35]

$$\Delta Q_r = \sum_n \Delta Q_{n,r}. \quad (2.105)$$

Koristeći izraz  $\Delta Q_n = I_n \Delta t$ , uslov dat jednačinom (2.105) postaje ekvivalentan I Kirchhoff-ovom zakonu

$$\sum_n I_{n,r} = 0. \quad (2.106)$$

gde veličina  $I_{n,r}$  predstavlja struje na  $r$ -polarizovanim vodovima. Imajući u vidu da se struja na vodu može predstaviti preko incidentnih i reflektovanih napona kao  $I = Y(V^i - V^r)$ , jednačinu (2.106) je moguće napisati u obliku

$$\begin{aligned} & Y_{\varphi nr} (V_{\varphi nr}^i - V_{\varphi nr}^r) + Y_{\varphi pr} (V_{\varphi pr}^i - V_{\varphi pr}^r) + \\ & Y_{znr} (V_{znr}^i - V_{znr}^r) + Y_{zpr} (V_{zpr}^i - V_{zpr}^r) + \\ & Y_{or} (V_{or}^i - V_{or}^r) - G_{er} V_{er}^r = 0. \end{aligned} \quad (2.107)$$

Jednačine za održanje naelektrisanja, slične jednačini (2.107), mogu se napisati i za preostala dva pravca.

Koristeći jednačinu za ekvivalentni ukupni napon dat jednačinom (2.80), naponski impulsi reflektovani od  $\varphi$ -usmerenih,  $r$ -polarizovanih vodova mogu se izraziti kao

$$Y_{\varphi nr} V_{\varphi nr}^r + Y_{\varphi pr} V_{\varphi pr}^r = V_r (Y_{\varphi nr} + Y_{\varphi pr}) - Y_{\varphi nr} V_{\varphi nr}^i - Y_{\varphi pr} V_{\varphi pr}^i. \quad (2.108)$$

Po principu simetrije, jednačina slična jednačini (2.108) može se napisati za  $z$ -usmereni  $r$ -polarizovani vod kao

$$Y_{znr} V_{znr}^r + Y_{zpr} V_{zpr}^r = V_r (Y_{znr} + Y_{zpr}) - Y_{znr} V_{znr}^i - Y_{zpr} V_{zpr}^i. \quad (2.109)$$

Smenom jednačina (2.108) i (2.109) u jednačinu (2.107) i koristeći jednačine za stabove (2.95) i (2.96), ekvivalentni ukupni napon,  $V_r$ , može se izraziti preko incidentnih naponskih impulsa na sledeći način

$$V_r = 2 \frac{Y_{\varphi nr} V_{\varphi nr}^i + Y_{\varphi pr} V_{\varphi pr}^i + Y_{znr} V_{znr}^i + Y_{zpr} V_{zpr}^i + Y_{or} V_{or}^i}{Y_{\varphi nr} + Y_{\varphi pr} + Y_{znr} + Y_{zpr} + Y_{or} + G_{er}}. \quad (2.110)$$

U slučaju hibridnog simetričnog kondenzovanog čvora sa kapacitivnim stabovima i stabovima za modelovanje električnih i magnetnih gubitaka (I tip), prethodna jednačina se pojednostavljuje na oblik

$$V_r = 2 \frac{Y_{\varphi r} (V_{\varphi nr}^i + V_{\varphi pr}^i) + Y_{zr} (V_{znr}^i + V_{zpr}^i) + Y_{or} V_{or}^i}{2Y_{\varphi r} + 2Y_{zr} + Y_{or} + G_{er}}. \quad (2.111)$$

U kompaktnoj notaciji, ekvivalentni ukupni napon u  $i$  smeru,  $V_i$ , dat je sledećom jednačinom:

$$V_i = 2 \frac{Y_{kni}V_{kni}^i + Y_{kpi}V_{kpi}^i + Y_{jni}V_{jni}^i + Y_{jpi}V_{jpi}^i + Y_{oi}V_{oi}^i}{Y_{kni} + Y_{kpi} + Y_{jni} + Y_{jpi} + Y_{oi} + G_{ei}}, \quad (2.112)$$

pri čemu važi da je:  $(i, j, k) \in \{(\varphi, r, z), (r, z, \varphi), (z, \varphi, r)\}$ .

Kod hibridnog simetričnog kondenzovanog čvora I tipa, prethodna relacija dobija sledeći oblik

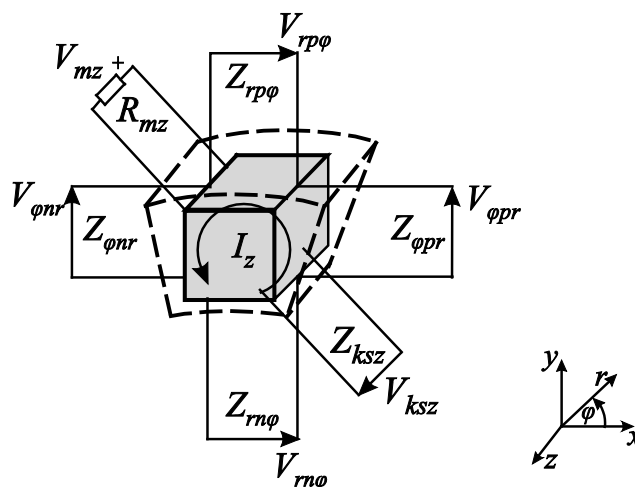
$$V_i = 2 \frac{Y_{ki}(V_{kni}^i + V_{kpi}^i) + Y_{ji}(V_{jni}^i + V_{jpi}^i) + Y_{oi}V_{oi}^i}{2Y_{ki} + 2Y_{ji} + Y_{oi} + G_{ei}}. \quad (2.113)$$

Na osnovu analogije između komponenata električnog polja i naponskih impulsa na vodovima, komponente električnog polja,  $E_i$ , koje odgovaraju naponu  $V_i$ , ( $i \in \{\varphi, r, z\}$ ) određuju se pomoću sledećih relacija

$$E_\varphi = -\frac{V_\varphi}{r\Delta\varphi}, \quad E_r = -\frac{V_r}{\Delta r}, \quad E_z = -\frac{V_z}{\Delta z}. \quad (2.114)$$

#### 2.2.2.4 Izvođenje ekvivalentne ukupne struje

Ekvivalentna ukupna struja u, na primer,  $z$  smeru,  $I_z$ , može se izvesti kombinujući uslove za kontinuitet i održanje magnetnog fluksa na vodovima koji se sprežu sa  $H_z$  komponentom polja (Sl. 2.14).



Sl. 2.14 Vodovi koji pobuđuju  $H_z$  komponentu polja



Za  $n$  vodova, koji seku zatvorenu površinu, zakon o održanju magnetnog fluksa u  $z$  smeru može se napisati u obliku [4, 35]

$$\Delta\Phi_z = \sum_n \Delta\Phi_{n,z} = 0. \quad (2.115)$$

Koristeći izraz  $\Delta\Phi_n = V_n\Delta t$  ovaj uslov postaje ekvivalentan II Kirchhoff-ovom zakonu

$$\sum_n V_{n,z} = 0, \quad (2.116)$$

gde su  $V_{n,z}$  ukupni naponi na vodovima koji doprinose magnetnom polju u  $z$  smeru.

Ukupni napon na vodu može se izraziti preko incidentnog i reflektovanog napona kao  $V = V^i + V^r$ . Uzimajući u obzir orijentaciju napona na vodovima, zakon o održanju magnetnog fluksa primenjen na  $z$  smer može se napisati kao

$$\left(V_{\varphi nr}^i + V_{\varphi nr}^r\right) - \left(V_{\varphi pr}^i + V_{\varphi pr}^r\right) + \left(V_{rn\varphi}^i + V_{rn\varphi}^r\right) - \left(V_{rp\varphi}^i + V_{rp\varphi}^r\right) - \left(V_{ksz}^i + V_{ksz}^r\right) - V_{mz}^r = 0. \quad (2.117)$$

Jednačine o održanju fluksa, slične jednačini (2.117), mogu se napisati za preostala dva smera.

Koristeći definiciju za ekvivalentnu ukupnu struju iz jednačine (2.82), naponski impulsi reflektovani od  $\varphi$ -usmerenih,  $r$ -polarizovanih vodova mogu se napisati u obliku

$$V_{\varphi pr}^r - V_{\varphi nr}^r = V_{\varphi pr}^i - V_{\varphi nr}^i - I_z (Z_{\varphi nr} + Z_{\varphi pr}). \quad (2.118)$$

Po principu simetrije, jednačina slična jednačini (2.118) može se napisati za  $r$ -usmerene,  $\varphi$ -polarizovane vodove kao

$$V_{rp\varphi}^r - V_{rn\varphi}^r = V_{rp\varphi}^i - V_{rn\varphi}^i + I_z (Z_{rn\varphi} + Z_{rp\varphi}). \quad (2.119)$$

Zamenom dve poslednje jednačine u izraz o održanju magnetnog fluksa dat jednačinom (2.117) i koristeći izraze za stabove date jednačinama (2.99) i (2.100), ekvivalentna ukupna struja,  $I_z$ , može se izraziti preko incidentnih naponskih impulsa kao

$$I_z = 2 \frac{V_{\varphi pr}^i - V_{\varphi nr}^i + V_{rn\varphi}^i - V_{rp\varphi}^i - V_{ksz}^i}{Z_{\varphi nr} + Z_{\varphi pr} + Z_{rn\varphi} + Z_{rp\varphi} + Z_{ksz} + R_{mz}}. \quad (2.120)$$

U slučaju hibridnog simetričnog kondenzovanog čvora sa kapacitivnim stabovima i stabovima za modelovanje električnih i magnetnih gubitaka (I tip), prethodna jednačina se svodi na sledeći oblik

$$I_z = 2 \frac{V_{\varphi\varphi r}^i - V_{\varphi nr}^i + V_{rn\varphi}^i - V_{rp\varphi}^i}{4Z_{\varphi r} + R_{mz}}. \quad (2.121)$$

U kompaktnoj notaciji, ekvivalentna ukupna struja,  $I_i$ , koja doprinosi magnetnom polju u  $i$  smeru ( $i \in \{\varphi, r, z\}$ ) može se napisati u obliku

$$I_i = 2 \frac{V_{jpk}^i - V_{jnk}^i + V_{knj}^i - V_{kpj}^i - V_{ksi}^i}{Z_{jnk} + Z_{jpk} + Z_{knj} + Z_{kpj} + Z_{ksi} + R_{mi}}, \quad (2.122)$$

dok za hibridni simetrični kondenzovani čvor I tipa dobija oblik

$$I_i = 2 \frac{V_{jpk}^i - V_{jnk}^i + V_{knj}^i - V_{kpj}^i}{4Z_{jk} + R_{mi}}, \quad (2.123)$$

pri čemu važi da je:  $(i, j, k) \in \{(\varphi, r, z), (r, z, \varphi), (z, \varphi, r)\}$ .

Koristeći analogiju između komponenata magnetnog polja i strujnih impulsa na vodovima, komponente magnetnog polja,  $H_i$ , koje odgovaraju struji  $I_i$ , ( $i \in \{\varphi, r, z\}$ ) određuju se pomoću sledećih relacija

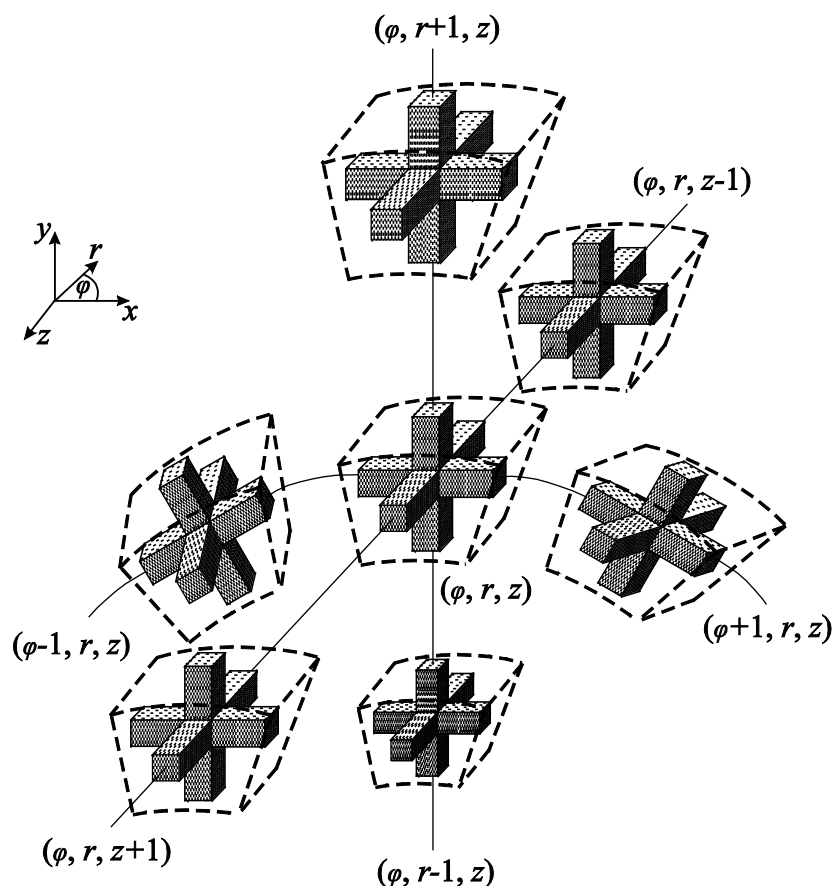
$$H_\varphi = \frac{I_\varphi}{r\Delta\varphi}, \quad H_r = \frac{I_r}{\Delta r}, \quad H_z = \frac{I_z}{\Delta z}. \quad (2.124)$$

Prema tome, procedura rasejanja na generalnom simetričnom kondenzovanom čvoru, sa 12 različitih impedansi vodova, 6 kapacitivnih i induktivnih stabova i 6 stabova sa gubicima, opisana je jednačinama (2.93), (2.94), (2.101), (2.102), (2.103), (2.104), (2.112) i (2.122).

Kada se neuniformna mreža formira od hibridnih simetričnih kondenzovanih čvorova I tipa, sa 3 različite impedanse vodova, 3 kapacitivna staba i 6 stabova sa gubicima, efikasna procedura rasejanja podrazumeva najpre određivanje ekvivalentnih ukupnih napona i struja na osnovu incidentnih naponskih impulsa korišćenjem jednačina (2.113) i (2.123), nakon čega sledi određivanje reflektovanih naponskih impulsa na vodovima pomoću relacija (2.93) i (2.94) i na stabovima korišćenjem jednačina (2.101), (2.102), (2.104).

### 2.2.3 Procedura povezivanja

Reflektovani naponski impulsi, određeni na osnovu incidentnih naponskih impulsa u proceduri rasejanja, postaju incidentni naponski impulsi u susednim čvorovima u narednom



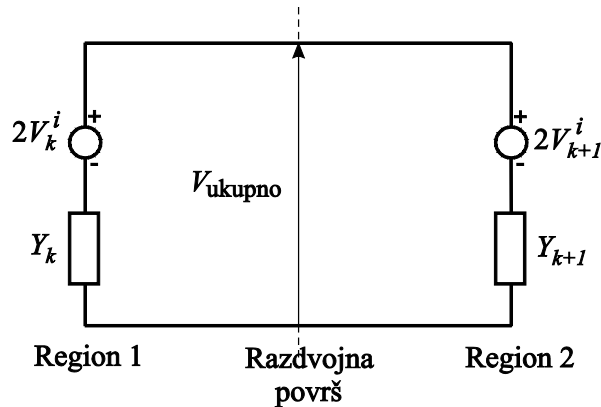
Sl. 2.15 Tro-dimenzionalna mreža TLM čvorova

vremenskom trenutku. Ovaj proces ponovljen za svaki čvor i svaki vremenski trenutak predstavlja proceduru povezivanja [35].

Unutar segmenata sa istim elektromagnetnim karakteristikama i/ili istim karakterističnim impedansama vodova, prenos naponskih impulsa kroz 3-D TLM mrežu čvorova (Sl. 2.15), opisan matricom povezivanja, sastoji se u jednostavnoj razmeni impulsa između odgovarajućih portova dvaju susednih čvorova. Međutim, na granici dvaju regiona različitih elektromagnetnih karakteristika i/ili različitih impedansi vodova, matricu povezivanja treba modifikovati.

Radi proračuna odgovarajućih reflektovanih i incidentnih naponskih impulsa na razdvojnoj površi dvaju segmenata, veza dva TLM porta modeluje se preko ekvivalentnog *Thevenin*-ovog kola, kao što je prikazano na Sl. 2.16. Pri tome, indeks  $i$  označava naponske impulse, koji su incidentni na razdvojnu površ, a ne na centar čvora.

Čest pristup, koji se koristi za implementaciju algoritma povezivanja, temelji se na proračunu ukupnog napona na razdvojnoj površi,  $V_{ukupno}$ , na sledeći način [35]



Sl. 2.16 Razdvojna površ između dva segmenta čvorova

$$V_{ukupno} = 2V_k^i \frac{Y_k}{Y_k + Y_{k+1}} + 2V_{k+1}^i \frac{Y_{k+1}}{Y_k + Y_{k+1}}, \quad (2.125)$$

gde je  $k \in \{\varphi, r, z\}$ , dok  $V_k^r$  i  $V_{k+1}^r$  predstavljaju reflektovane napone sa leve i desne strane razdvojne površi, respektivno, koji se mogu izračunati kao

$$V_k^r = V_{ukupno} - V_k^i, \quad (2.126)$$

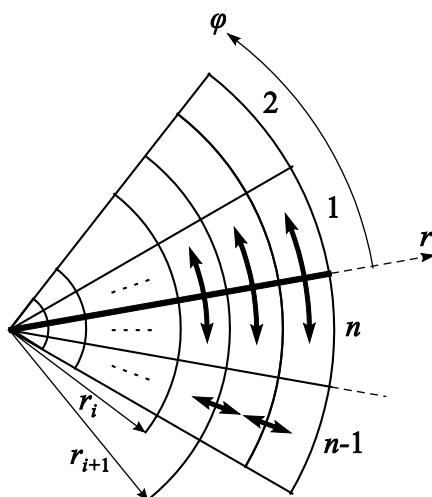
$$V_{k+1}^r = V_{ukupno} - V_{k+1}^i. \quad (2.127)$$

Ukoliko se ukupni napon u jednačinama (2.126) i (2.127) zameni izrazom (2.125), reflektovani naponski impulsi sa leve i desne strane razdvojne površi, koji predstavljaju incidentne naponske impulse u odnosu na centar čvora za sledeći vremenski korak, mogu se izraziti sledećim relacijama

$$V_k^r = \frac{Y_k - Y_{k+1}}{Y_k + Y_{k+1}} (V_k^i - V_{k+1}^i) + V_{k+1}^i, \quad (2.128)$$

$$V_{k+1}^r = \frac{Y_k - Y_{k+1}}{Y_k + Y_{k+1}} (V_k^i - V_{k+1}^i) + V_k^i. \quad (2.129)$$

Imajući u vidu da, u cilindričnom koordinatnom sistemu, hibridni simetrični kondenzovani čvorovi duž radijalnog pravca imaju međusobno različite admitanse vodova, usled različitih dimenzija poprečnog preseka čvorova (Sl. 2.17), za njihovo adekvatno povezivanje neophodno je, takođe, primeniti opisanu proceduru povezivanja [9].

Sl. 2.17 TLM čvorovi u  $r$ - $\varphi$  ravni

Prethodno opisana procedura povezivanja osnovnog TLM algoritma mora se modifikovati na graničnim površima modelovane strukture, gde je, u zavisnosti od tipa granice, potrebno primeniti odgovarajuće granične uslove. U cilindričnoj TLM mreži je, takođe, neophodno izvršiti razmenu impulsa početnih i poslednjih TLM ćelija u  $\varphi$  pravcu, koji predstavljaju međusobno susedne ćelije, a ne klasične granične površi kao u pravougaonoj mreži (Sl. 2.17).

## 2.2.4 Modelovanje graničnih površi

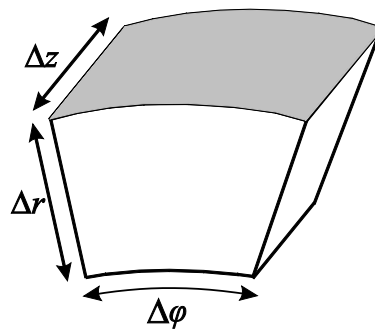
Granične površi numeričkih problema mogu se predstaviti na sledeće načine [4]:

- električni zid (*short-circuit*) granična površ: predstavlja provodnu površ okarakterisanu koeficijentom refleksije  $-1$  (reflektovani impuls ima suprotnu polarizaciju i postaje incidentni u sledećem vremenskom trenutku).
- magnetni zid (*open-circuit*) granična površ: koeficijent refleksije je jednak  $1$  i može se koristiti kao ravan simetrije.
- apsorbujuća granična površ (*matched boundary*): numerička granična površ koja se primenjuje u cilju redukovanja otvorenih problema na konačne dimenzije, kako bi bilo moguće rešavanje pomoću računara. U takvim slučajevima se koristi granična površ predstavljena čvorovima čiji su odgovarajući vodovi završeni karakterističnom impedansom sredine.

### 2.2.4.1 Spoljašnje granične površi

Karakteristike spoljašnjih (numeričkih) graničnih površi TLM mreže mogu se izraziti preko koeficijenta refleksije,  $\rho_w$ , preko otpornosti ili preko skin efekta. Pri tome se otpornost može izraziti preko koeficijenta refleksije na osnovu dimenzije čvorova i impedanse sredine. Spoljašnje granične površi okarakterisane proizvoljnim koeficijentom refleksije  $\rho_w$ , modeluju se završavajući vodove na granicama modelovanog prostora odgovarajućim opterećenjem [34]. Ako je karakteristična impedansa voda različita od impedanse sredine, ekvivalentni koeficijent refleksije TLM voda,  $\rho_{ij}$ , generalno je različit od  $\rho_w$ .

Za ravanski elektromagnetni talas, koji se prostire u  $\varphi$ -smeru sa tangencijalnim komponentama polja  $E_r$  i  $H_z$ , ukupna kapacitivnost i induktivnost ćelije sredine, modelovane čvorom na obodu TLM mreže (Sl. 2.18),  $C_r^u$  i  $L_z^u$ , respektivno, date su



Sl. 2.18 Spoljašnja granična površ cilindrične strukture

jednačinama (2.13) i (2.14), odnosno, mogu se izraziti kao

$$C_r^u = \varepsilon_r \frac{(r\Delta\varphi)\Delta z}{\Delta r}, \quad L_z^u = \mu_z \frac{(r\Delta\varphi)\Delta r}{\Delta z}. \quad (2.130)$$

Na sličan način, mogu se dobiti izrazi za ukupnu kapacitivnost i induktivnost ćelije sredine za ravanski elektromagnetni talas koji se prostire u  $r$  – smeru

$$C_z^u = \varepsilon_z \frac{\Delta r(r\Delta\varphi)}{\Delta z}, \quad L_\varphi^u = \mu_\varphi \frac{\Delta r\Delta z}{(r\Delta\varphi)}, \quad (2.131)$$

kao i za ravanski elektromagnetni talas koji se prostire u  $z$  – smeru

$$C_\varphi^u = \varepsilon_\varphi \frac{\Delta z\Delta r}{(r\Delta\varphi)}, \quad L_r^u = \mu_r \frac{\Delta z(r\Delta\varphi)}{\Delta r}. \quad (2.132)$$

Impedansa sredine, koju vidi ravanski talas koji se prostire u  $\varphi$ ,  $r$ ,  $z$  smeru, respektivno,

definisana je na sledeći način

$$Z_{\varphi r}^s = \sqrt{\frac{L_z^u}{C_r^u}} = \sqrt{\frac{\mu_z}{\varepsilon_r} \frac{\Delta r}{\Delta z}}, \quad (2.133)$$

$$Z_{rz}^s = \sqrt{\frac{L_\varphi^u}{C_z^u}} = \sqrt{\frac{\mu_\varphi}{\varepsilon_z} \frac{\Delta z}{r\Delta\varphi}}, \quad (2.134)$$

$$Z_{z\varphi}^s = \sqrt{\frac{L_r^u}{C_\varphi^u}} = \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_\varphi} \frac{r\Delta\varphi}{\Delta r}}. \quad (2.135)$$

Nakon određivanja otpornosti, potrebne da bi se završio vod u cilju dobijanja koeficijenta refleksije  $\rho_w$ , pomoću izraza [35]

$$R = Z_{ij}^s \frac{1 + \rho_w}{1 - \rho_w}, \quad (2.136)$$

gde je  $(i, j) \in \{(\varphi, r), (r, z), (z, \varphi)\}$ , koeficijent refleksije voda,  $\rho_{ij}$ , nalazi se završavajući vod karakteristične impedanse  $Z_{ij}$  istom otpornošću [35]

$$\rho_{ij} = \frac{R - Z_{ij}}{R + Z_{ij}} = \frac{(1 + \rho_w) - \hat{Z}_{ij}(1 - \rho_w)}{(1 + \rho_w) + \hat{Z}_{ij}(1 - \rho_w)} \quad (2.137)$$

pri čemu je  $\hat{Z}_{ij} = Z_{ij} / Z_{ij}^s$  normalizovana karakteristična impedansa TLM voda.

Pri modelovanju električnih ili magnetnih zidova, koji se često koriste da bi se iskoristila simetrija problema, važi da je  $\rho_w = \rho_{ij}$ . Za ostale vrednosti  $\rho_w$ ,  $\rho_{ij}$  zavisiće od  $Z_{ij}$ . Kada spoljašnje granične površi predstavljaju električni zid,  $\rho_w = -1$ , iz jednačine (2.137) sledi da je  $\rho_{ij} = -1$ . Analogno tome, za magnetni zid važi  $\rho_w = 1$ , tako da je  $\rho_{ij} = 1$ . S druge strane, za modelovanje otvorenih problema zahteva se da je  $\rho_w = 0$  (tzv. apsorbujuće granične površi), tako da iz jednačine (2.137) sledi

$$\rho_{ij} = \frac{1 - \hat{Z}_{ij}}{1 + \hat{Z}_{ij}} = \frac{1 - \frac{Z_{ij}}{Z_{ij}^s}}{1 + \frac{Z_{ij}}{Z_{ij}^s}} = \frac{2c\Delta t - \Delta i \sqrt{\varepsilon_{rj}}}{2c\Delta t + \Delta i \sqrt{\varepsilon_{rj}}} \neq 0, \quad (2.138)$$

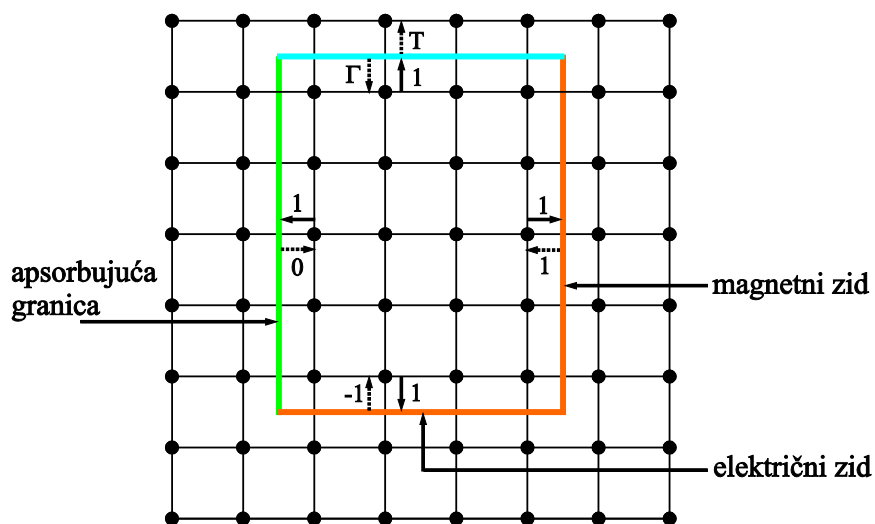
$$\text{pri čemu je } i, j \in \{\varphi, r, z\}, \Delta i = \begin{cases} r\Delta\varphi, & \text{za } i = \varphi \\ \Delta r, & \text{za } i = r \\ \Delta z, & \text{za } i = z \end{cases} .$$

Konačno, treba uzeti u obzir da modelovanje karakteristika spoljašnjih graničnih površi TLM mreže, opisano jednačinom (1.137), daje odlične rezultate samo u slučaju kada je incidentni talas normalan na spoljašnju graničnu površ [35].

### 2.2.4.2 Unutrašnje granične površi

Unutrašnje granične površi proizvoljne otpornosti mogu biti smeštene na razdvojnoj površi dvaju vodova susednih čvorova. Zahtevani koeficijenti refleksije i transmisije na vodu se, u tom slučaju, mogu dobiti primenom *Thevenin*-ovog ekvivalentnog kola, na način koji je opisan u poglavlju vezanom za povezivanje u simetričnom kondenzovanom čvoru (2.2.3). Među osnovnim razlozima primene unutrašnjih graničnih površi mogu se izdvojiti redukovanje dimenzija TLM mreže korišćene za opis geometrije problema, ukoliko postoje odgovarajuće ravni simetrije (električni i magnetni zid), i predstavljanje savršeno provodnih metalizacija (električni zid), čija se debljina može zanemariti, a koje se koriste prilikom modelovanja mikrostrip struktura.

Odgovarajući koeficijenti refleksije i transmisije se primenjuju na odgovarajućim portovima transmisionih linija između TLM čvorova u kojima je definisana granična površ, kao što je ilustrovano na Sl. 2.19.



Sl. 2.19 Koeficijenti refleksije i transmisije na graničnim površima



## 2.2.5 Pobuda

Komponente elektromagnetnog polja modelovane strukture mogu se pobuditi primenom pobude u vidu *Dirac*-ovog impulsa, odnosno ubacivanjem naponskih impulsa u odgovarajuće portove. Drugi način da se energija uvede u sistem podrazumeva uključivanje naponskog ili strujnog generatora, koji se povezuje sa žičanim provodnikom preko tzv. TLM žičanog porta (što će biti objašnjeno u okviru poglavlja 2.3).

## 2.2.6 Impulsna pobuda

Ako se pobuda definiše preko odgovarajućih komponenata elektromagnetnog polja, tada se moraju naći ekvivalentni naponski impulsi na odgovarajućim portovima. Na čvoru postoji šest komponenata polja i dvanaest naponskih impulsa (odnosno osamnaest za čvor sa stabovima), pri čemu ne postoji jednoznačna veza između njih. Za simetrični kondenzovani čvor bez stabova, na osnovu simetrije, može se zaključiti da četiri impulsa, uvedena preko četiri voda (pridružena odgovarajućoj komponenti polja), moraju biti jednaka.

Naponski impulsi, koje je neophodno primeniti na vodove kako bi se pobudila odgovarajuća komponenta električnog i/ili magnetnog polja, a imajući u vidu izraze za ekvivalentni ukupni napon i struju (jednačine (2.112), (2.113), (2.122), i (2.123)), dati su za slučaj incidentnih impulsa sledećim izrazima [34]

$$V^i = -\Delta i \left[ \frac{4 + \hat{Y}_{oi} + \hat{G}_{ei}}{8} \right] E_i, \quad (2.139)$$

za električno polje na čvoru sa stabovima,

$$V^i = -\Delta i \left[ \frac{2(\hat{Y}_{ki} + \hat{Y}_{ji}) + \hat{Y}_{oi} + \hat{G}_{ei}}{4(\hat{Y}_{ki} + \hat{Y}_{ji})} \right] E_i, \quad (2.140)$$

za električno polje na hibridnom čvoru,

$$V^i = \pm \Delta i Z_0 \left[ \frac{4 + \hat{Z}_{ksi} + \hat{R}_{mi}}{8} \right] H_i, \quad (2.141)$$

za magnetno polje na čvoru sa stabovima,

$$V^i = \pm \Delta i Z_0 \left[ \frac{4 + \widehat{Y}_{jk} \widehat{R}_{mi}}{8 \widehat{Y}_{jk}} \right] H_i, \quad (2.142)$$

za magnetno polje na hibridnom čvoru,

$$\text{pri čemu je } i, j \in \{\varphi, r, z\}, \Delta i = \begin{cases} r\Delta\varphi, & \text{za } i = \varphi \\ \Delta r, & \text{za } i = r \\ \Delta z, & \text{za } i = z \end{cases}.$$

### 2.2.6.1 Pobuda na žičanom provodniku

Naponski i strujni generatori se pridružuju izabranom TLM čvoru, kroz koji se prostire žičani provodnik, preko žičanog porta. Generalno, naponski generatori mogu imati rednu otpornost, a strujni generatori mogu imati u paraleli konduktansu. Pobudna funkcija ovih generatora može biti *Dirac*-ov ili *Gauss*-ov impuls. Kod 3-D TLM metoda, žičani provodnik (sonda) se modeluje modifikacijom TLM čvorova, kroz koje prolazi žičani provodnik, na način opisan u poglavlju 2.3. Na ovaj način, potpuno je u TLM model uključena i realna pobuda i na odgovarajući način je modelovan i njen uticaj na elektromagnetno polje u razmatranoj strukturi.

## 2.3 Kompaktni 3-D TLM žičani model u cilindričnom koordinatnom sistemu

Modelovanje žičanih struktura klasičnim pristupom [45] bazira se na opisivanju kontura žice primenom kratkih spojeva unutar ili na određenim portovima odgovarajućeg TLM čvora. Veliki zahtevi u pogledu računarskih resursa i geometrijski disparitet između ukupnog modelovanog prostora i dimenzija žičanih struktura onemogućavaju primenu ovakvog načina modelovanja na praktične probleme u elektromagnetici.

Kako bi se prevazišla pomenuta ograničenja razvijena su dva pristupa za modelovanje žičanih struktura: odvojeni ili jedno-dimenzionalni pristup i integralni ili tro-dimenzionalni pristup [30, 46]. Kod prvog pristupa, žica se posmatra odvojeno od ostalog dela problema što omogućava da se sprega elektromagnetnog polja sa žicom modeluje preko ekvivalentnih naponskih i/ili strujnih generatora izvedenih na osnovu poznavanja incidentnog polja u blizini žice. Prema tome, suština ovog pristupa je da uzima u obzir samo uticaj spoljašnjeg elektromagnetnog polja na žičane strukture (tzv. jednosmerna interakcija). Ovakav pristup je

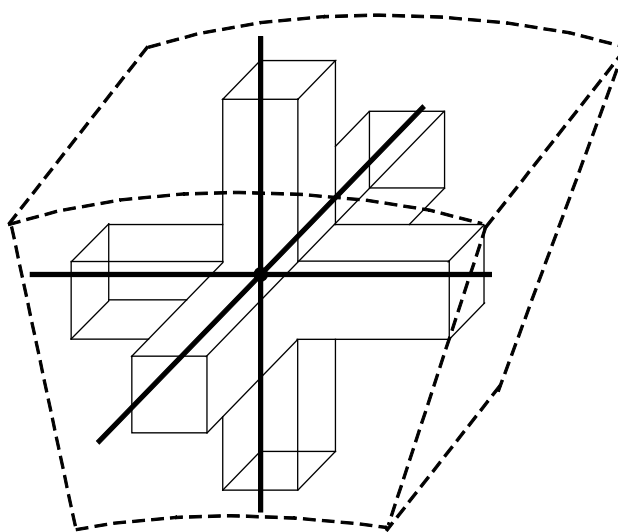
podjednako pogodan za jednovodničke i viševodničke sisteme i relativno je jednostavan za implementaciju na računaru. Njegov glavni nedostatak je ograničenje da povratni uticaj žice na ostale delove modelovane strukture mora biti zanemarljivo mali. Ovaj pristup svoju primenu uglavnom nalazi u analizi jednostavnih slučajeva prostiranja transversalnih elektromagnetnih (TEM) tipova talasa.

Drugi pristup, usvojen u ovoj disertaciji, predstavlja kompaktni model budući da omogućava modelovanje dvosmerne interakcije između tankih žičanih struktura i spoljašnjeg polja bez primene mreže ekstremno fine rezolucije oko žice. Bazira se na korišćenju posebne žičane mreže ugrađene u postojeću mrežu vodova TLM čvora (tzv. TLM žičani čvor) (Sl. 2.20), kojom se simulira prostiranje signala duž žice i interakcija sa elektromagnetnim poljem [12]. Na taj način, pojednostavljen je postupak modelovanja žičanih struktura složene geometrije, ali je zato otežan postupak implementacije na računaru.

U okviru ovog poglavlja, opisan je postupak za određivanje parametara opšte žičane mreže postavljene unutar TLM čvorova u cilindričnom koordinatnom sistemu. Zatim je ilustrovan način dobijanja naponskih impulsa reflektovanih od vodova i stabova opšte žičane mreže, odnosno matrice rasejanja, kao i jednačina koje opisuju dodatnu proceduru povezivanja.

### 2.3.1 Opšta žičana mreža

Žičana mreža se formira od dodatnih električnih vodova i stabova, čiji su parametri izabrani tako da modeluju povećanje kapacitivnosti i induktivnosti prouzrokovano prisustvom žice,

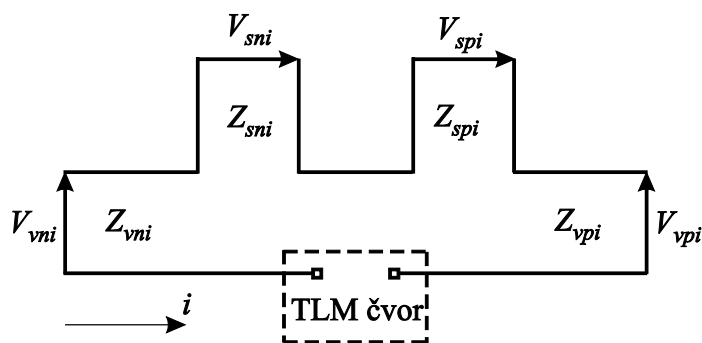


Sl. 2.20 Žičana mreža za modelovanje pravih žičanih segmenata, lukova i spojeva ubačena unutar TLM čvora

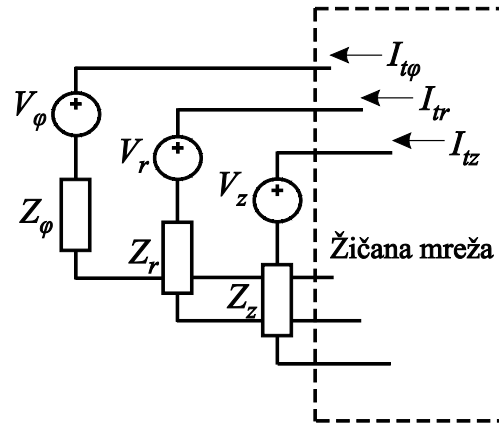
održavajući u isto vreme sinhronizaciju sa drugim delom TLM mreže. Na Sl. 2.21 prikazana je konfiguracija žičane mreže za slučaj pravog žičanog segmenta koji se pruža u  $i$  smeru [44]. Veza između ovako konfigurisane žičane mreže i ostalog dela TLM mreže mora se definisati tako da se preko nje ostvaruje sprega elektromagnetnog polja sa žicom.

Žičana mreža postavljena unutar TLM čvorova, prikazana na Sl. 2.20, omogućava znatno lakše modelovanje složenih struktura kao što su spojevi i lukovi, koji se sreću kod mnogih praktičnih slučajeva. Sprega između elektromagnetnog polja i žice se, u ovom slučaju, poklapa sa procesom rasejanja u TLM čvoru što zahteva znatne modifikacije u algoritmu proračuna matrice rasejanja za čvorove koji sadrže segmente žičane mreže. Može se pokazati da čak i u slučaju modelovanja jednostavnih žičanih struktura dolazi do značajnog usporavanja iterativnog TLM procesa. Stoga je u referenci [12] predložen jedan efikasan postupak razdvajanja procesa rasejanja na žici i u ostalom delu TLM čvora, koji omogućava kraću simulaciju bez značajnijeg povećanja računarskih resursa. Poslednji način realizacije zajedno sa ovim poboljšanjem implementiran je u softverski paket baziran na TLM metodu u cilindričnim koordinatama [9].

Međutim, za razliku od pravougaone TLM mreže, gde je dimenzije čvorova u mreži jednostavno održati konstantnim duž bilo kog pravca prostiranja žičanog segmenta, kod cilindrične mreže to nije slučaj žičanom segmentu postavljenom u radialnom pravcu. Naime, zbog strukture cilindrične mreže, odnos dimenzija poprečnog preseka žičanog segmenta i TLM ćelije kroz koju on prolazi menja se od čvora do čvora, što zahteva razvoj i implementaciju dodatnog algoritma za povezivanje TLM čvorova sa različitim karakteristikama žičane mreže. Zahtevani reflektovani naponski impulsi na žičanom segmentu, u tom slučaju, mogu se dobiti primenom *Thevenin*-ovog ekvivalentnog kola na način koji će biti detaljno opisan u poglavlju 2.3.5.



Sl. 2.21 Konfiguracija žičane mreže za pravi žičani segment koji se prostire u  $i$  smeru



Sl. 2.22 Veza između opšte žičane mreže i TLM čvorova

Modelovanje sprege između elektromagnetnog polja i segmenata žičane mreže se bazira na komponenti električnog polja koja je tangencijalna na površ žice. Tako se, na primer, pravi žičani segment spreže samo sa komponentom električnog polja koja je paralelna sa njim, dok se žičani spoj spreže sa dve ili tri komponente električnog polja zavisno od njegove konfiguracije. Za slučaj izotropnih sredina, svaka komponenta električnog polja se modeluje u TLM metodu preko odgovarajućeg skupa naponskih impulsa na portovima TLM čvora. Ovo omogućava realizaciju veze između žičane mreže i mreže električnih vodova koji čine TLM čvor nezavisno od složenosti žičanog kola i/ili TLM čvora. Opšta žičana mreža, kojom je moguće modelovati proizvoljnu konfiguraciju žice, spreže se sa TLM čvorom preko tri paralelno vezane sekcije, kao što je prikazano na Sl. 2.22 [35].

Pri tome su portovi TLM čvora zamenjeni njihovim *Thevenin*-ovim ekvivalentima u obliku napona  $V_i$  datog jednačinom (2.112) i impedanse  $Z_i$  oblika [12]

$$Z_i = (2Y_{ji} + 2Y_{ki} + Y_{oi} + G_{ei})^{-1}, \quad (2.143)$$

pri čemu je  $(i, j, k) \in \{(\varphi, r, z), (r, z, \varphi), (z, \varphi, r)\}$ .

Svaka paralelna sekcija kola modeluje samo jednu aksijalnu komponentu električnog polja čime se obezbeđuje mehanizam za spregu elektromagnetno polje – žica, budući da direktno utiče na rasejanje naponskih impulsa na žičanoj mreži. Nakon proračuna matrice rasejanja na opštoj žičanoj mreži, što će biti izloženo u sekciji 2.3.3, mogu se odrediti struje  $I_{ii}$ ,  $i \in \{\varphi, r, z\}$ , koje predstavljaju strujne izvore za svaku od paralelnih sekcija kola, što je prikazano Sl. 2.23.

Ovi strujni izvori predstavljaju povratni mehanizam, preko koga žičana mreža ostvaruje svoj uticaj na ostali deo TLM čvora, a samim tim i na sredinu u kojoj se nalazi. Ukupan pad

napona se, za svaku od sekcija kola, povećava usled prisustva odgovarajućeg strujnog izvora  $I_{ti}$  za veličinu  $I_{ti}Z_i + V_i$ .

Može se pokazati da se ovaj uticaj na proces rasejanja u samom žičanom čvoru može efikasno opisati preko veličine  $\Delta V_i$  oblika [12]

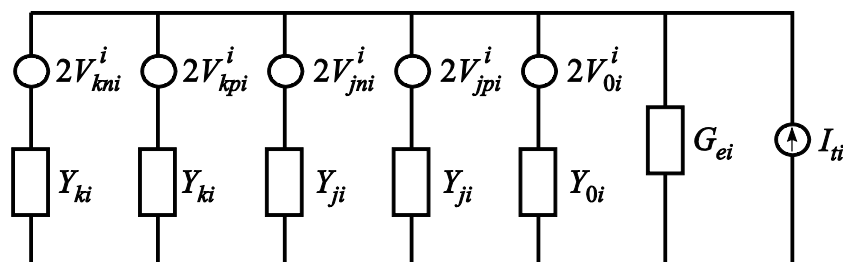
$$\Delta V_i = \frac{I_{ti}}{2Y_{ji} + 2Y_{ki} + Y_{oi} - G_{ei}}. \quad (2.144)$$

Ova veličina se koristi kao korekcionni faktor i dodaje se relevantnim incidentnim naponskim impulsima, koji se sprežu sa  $E_i$  komponentom polja, nakon završenog proračuna rasejanja u žičanoj mreži i nakon određivanja struja  $I_{ti}$ , tako da matrica rasejanja TLM čvora ostaje nepromenjena [12].

### 2.3.2 Parametri žičane mreže

TLM žičani model bi trebalo da obezbedi korektno modelovanje kapacitivnosti i induktivnosti žice po jedinici dužine određenih u odnosu na tačku u beskonačnosti. Pri tome se pretpostavlja da će to rezultovati u korektnoj aproksimaciji kapacitivnosti i induktivnosti između žice i udaljenih objekata. Kada je reč o kapacitivnosti, ovaj zahtev je ispunjen određivanjem kapacitivnosti jednog TLM čvora u odnosu na tačku u beskonačnosti, a zatim proračunavanjem kapacitivnosti koja mora biti vezana na red sa njom, tako da je rezultujuća serijska kapacitivnost jednaka zahtevanoj kapacitivnosti žice. Ova proračunata kapacitivnost se zatim dodeljuje žičanom segmentu koji prolazi kroz centar razmatranog čvora. Na sličan način se određuje induktivnost po jedinici dužine koju treba vezati paralelno sa induktivnošću pridodatoj TLM čvoru kako bi se ostvarilo korektno modelovanje induktivnosti žice po jedinici dužine u odnosu na tačku u beskonačnosti [13].

Ovi proračuni su, međutim, jako komplikovani, imajući u vidu da je kapacitivnost po jedinici dužine cilindra, konačne dužine i proizvoljnog prečnika, u odnosu na tačku u



Sl. 2.23 Odgovarajući TLM portovi i ekvivalentni strujni izvor

beskonačnosti uvek jednaka nuli, dok induktivnost po jedinici dužine teži beskonačnosti. Jedan od načina da se ovaj problem prevaziđe je definisanje pojma ekvivalentni poluprečnik. Ovo rešenje se bazira na uvođenju tzv. fiktivnog cilindra, koji se može predstaviti nizom TLM čvorova unutar kojih se nalazi žica [12, 29]. Pri tome je zahtevana kapacitivnost/induktivnost žičanog segmenta jednaka kapacitivnosti/induktivnosti žice van ekvivalentnog poluprečnika ovog niza TLM čvorova.

Empirijski proračun ekvivalentnih poluprečnika korišćenih za određivanje kapacitivnosti i induktivnosti žice u slobodnom prostoru izvršen je na TLM modelu koaksijalnog voda konstruisanog na mrežama različite rezolucije [12]. Kapacitivnost po jedinici dužine između unutrašnjeg provodnika (modelovanog nizom TLM čvorova ispunjenih metalom) i udaljenog spoljašnjeg provodnika je numerički proračunata i upoređena sa analitičkim izrazom za kapacitivnost koaksijalnog voda. Za poznatu vrednost poluprečnika spoljašnjeg provodnika može se odrediti ekvivalentni poluprečnik niza čvorova za proračun kapacitivnosti. Ekvivalentni poluprečnik niza čvorova za proračun induktivnosti je dobijen primenom četvrt-talasnog rezonatora koaksijalnog voda i određivanjem brzine prostiranja na vodu. Kombinacijom ove brzine i prethodno nađene kapacitivnosti dobija se induktivnost, a samim tim i ekvivalentni poluprečnik za proračun induktivnosti. Na sličan način je moguće odrediti ekvivalentne poluprečnike potrebne za određivanje kapacitivnosti i induktivnosti žice iznad zemlje [12].

Ekvivalentni poluprečnici fiktivnog cilindra za proračun kapacitivnosti i induktivnosti,  $r_C$  i  $r_L$ , respektivno, za žičani segment koji se pruža u  $i$  smeru,  $i \in \{\varphi, r, z\}$ , definisani su kao

$$r_{Ci} = k_{Ci} \Delta i_c, \quad (2.145)$$

$$r_{Li} = k_{Li} \Delta i_c, \quad (2.146)$$

pri čemu se  $\Delta i_c$  odnosi na usrednjene dimenzije poprečnog preseka čvora u  $i$  smeru [12]. Pri tome, za žičani segment koji se pruža u  $z$  smeru važi  $\Delta z_c = \left( \frac{r_i + r_{i+1}}{2} \Delta \varphi + \Delta r \right) / 2$ , za žičani segment koji se pruža u  $\varphi$  smeru važi  $\Delta \varphi_c = (\Delta r + \Delta z) / 2$ , dok za žičani segment koji se pruža u radijalnom  $r$  smeru važi  $\Delta r_c = \left( \frac{r_i + r_{i+1}}{2} \Delta \varphi + \Delta z \right) / 2$ , gde su  $r_i$  i  $r_{i+1}$  donja i gornja granica TLM žičanog čvora u radijalnom smeru.

Faktori  $k_{Ci}$  i  $k_{Li}$  nađeni su empirijski na osnovu poznatih karakteristika TLM mreže, kao što je već prethodno objašnjeno [12, 29]. Za žicu, koja se nalazi u slobodnom prostoru, ovi parametri su

$$k_{Ci} = 0.0511k_i^2 + 0.0194k_i + 0.617, \quad (2.147)$$

$$k_{Li} = 0.34, \quad (2.148)$$

gde se parametar  $k_i$  definiše preko vremenskog koraka  $\Delta t$  i elektromagnetnih karakteristika sredine  $(\varepsilon, \mu)$  na sledeći način

$$k_i = \frac{2\Delta t}{\sqrt{\varepsilon\mu\Delta i_c}}. \quad (2.149)$$

Nakon određivanja ekvivalentnih poluprečnika niza TLM čvorova, raspodeljena kapacitivnost i induktivnost po jedinici dužine, potrebne za modelovanje žičanih segmenata, mogu se naći na sledeći način [12]

$$C_{zi} = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln(r_{Ci}/r_z)}, \quad (2.150)$$

$$L_{zi} = \frac{\mu}{2\pi} \ln(r_{Li}/r_z), \quad (2.151)$$

gde je  $r_z$  stvarni poluprečnik žice,  $r_{Ci}$  i  $r_{Li}$  ekvivalentni poluprečnici fiktivnog cilindra za proračun kapacitivnosti i induktivnosti, respektivno, za žičani segment koji se pruža u  $i$  smeru ( $i \in \{\varphi, r, z\}$ ).

Da bi se obezbedilo korektno modelovanje karakteristika sredina, parametri vodova žičane mreže moraju se izabrati tako da impulsi, koji se njima prenose, budu u sinhronizmu sa ostalim delom TLM mreže. U žičanu mrežu se, u tom cilju, uvode dodatni vodovi i stabovi [29]. Ukupna kapacitivnost polovine žičanog segmenta može se modelovati pomoću električnih vodova. U skladu sa zahtevom da vremenski sinhronizam mora biti očuvan, važi jednakost

$$C_{zi} \frac{\Delta i}{2} = Z_{vi}^{-1} \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.152)$$

na osnovu koje se može odrediti zahtevana karakteristična impedansa električnog voda žičane mreže [29]



$$Z_{vi} = \frac{\Delta t}{\Delta i} C_{zi}^{-1}, \quad \Delta i = \begin{cases} r\Delta\varphi, & \text{za } i = \varphi \\ \Delta r, & \text{za } i = r \\ \Delta z, & \text{za } i = z \end{cases} \quad (2.153)$$

Induktivnost modelovana preko vodova,  $Z_{vi}\Delta t/2$ , obično nije dovoljna, tako da se zahteva dodatni kratkospojeni (induktivni) stab karakteristične impedanse  $Z_{si}$ , koji se vezuje na red sa električnim vodom, kako bi se modelovala ukupna induktivnost [29]

$$L_{zi} \frac{\Delta i}{2} = Z_{vi} \frac{\Delta t}{2} + Z_{si} \frac{\Delta t}{2}. \quad (2.154)$$

Na osnovu ove jednačine, moguće je izraziti impedansu  $Z_{si}$  u obliku

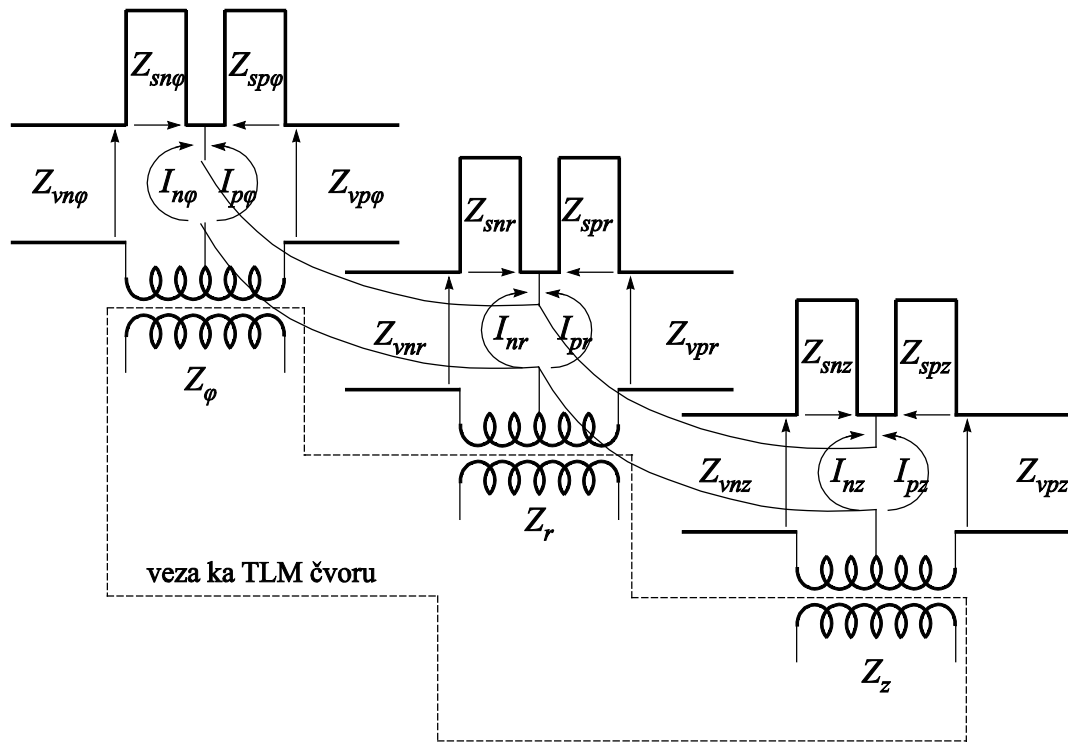
$$Z_{si} = L_{zi} \frac{\Delta i}{\Delta t} - Z_{vi}, \quad \Delta i = \begin{cases} r\Delta\varphi, & \text{za } i = \varphi \\ \Delta r, & \text{za } i = r \\ \Delta z, & \text{za } i = z \end{cases} \quad (2.155)$$

### 2.3.3 Matrica rasejanja za opštu žičanu mrežu

Opšta žičana mreža, prikazana na Sl. 2.24 [12], omogućava modelovanje veze do 6 žičanih segmenata, koji dolaze sa 6 različitih stranica TLM čvora (tzv. žičani kraci).

Mogu se uočiti tri sekcije kola, svaka za odgovarajući aksijalni smer, pri čemu je svaka od njih vezana za odgovarajuću paralelnu sekciju sa Sl. 2.23 pomoću idealnih transformatora. Električna kola za modelovanje žičanih spojeva su međusobno povezana, putem zajedničkog napona  $V$  između tačke spoja i srednje tačke unutrašnjeg kalema svakog od idealnih transformatora. Svaki žičani krak je predstavljen preko redne veze električnog voda i staba. Njihove parametre je potrebno izvesti kako bi se omogućilo modelovanje složenih žičanih struktura proizvoljnog prečnika korišćenjem neuniformne TLM mreže.

Karakteristične impedanse i naponski impulsi na vodovima i stabovima modela na Sl. 2.24 označeni su trima indeksima: prvi ukazuje da li se radi o vodu ( $v$ ) ili stabu ( $s$ ), drugi ( $c$ ) ukazuje da se krak nalazi sa negativne ( $n$ ) ili pozitivne strane ( $p$ ) u odnosu na centar čvora i treći pokazuje koordinatnu osu  $i \in \{\varphi, r, z\}$ . Sve ostale veličine pridružene žičanim kracima imaju dva indeksa,  $c$  i  $i$  sa istim značenjem opisanim prethodno.



Sl. 2.24 Opšta žičana mreža

U cilju rešavanja matrice rasejanja na opštoj žičanoj mreži potrebno je primeniti *Thevenin*-ovo ekvivalentno kolo za svaki od krakova

$$U_{ci} = 2V_{vci}^i + 2V_{sci}^i, \quad (2.156)$$

$$Y_{ci} = (Z_{vci} + Z_{sci})^{-1}, \quad (2.157)$$

pri čemu su:  $c \in \{n, p\}$ ,  $i \in \{\varphi, r, z\}$ ,  $V_{vci}^i$  incidentni naponski impulsi na vodovima,  $V_{sci}^i$  incidentni naponski impulsi na stabovima,  $Z_{vci}$  karakteristične impedanse vodova proračunate korišćenjem jednačine (2.153) i  $Z_{sci}$  su karakteristične impedanse stabova proračunate iz jednačine (2.155). U slučaju kada krak ne postoji,  $U_{ci}$  i  $Y_{ci}$  su jednaki nuli.

Kao što je prethodno pomenuto, sprega sa spoljašnjim poljem se modeluje preko ekvivalentnih naponskih izvora proračunatih na osnovu incidentnih impulsa i karakterističnih impedansi relevantnih vodova i stabova TLM čvora pomoću jednačina (2.112). Naponski izvor  $(V_i, Z_i)$ ,  $i \in \{\varphi, r, z\}$ , se spreže sa kracima koji se pružaju u  $i$  smeru preko idealnog transformatora, kao što je prikazano na Sl. 2.25.

Ovaj naponski izvor prouzrokuje pad napona  $V_{ti}/2$  na oba kraka u  $i$  smeru, pri čemu se napon  $V_{ti}$  može odrediti kao [12]

$$V_{ti} = V_i + Z_i I_{ti}, \quad (2.158)$$

dok se struja  $I_{ti}$  određuje na osnovu relacija koje važe za idealni transformator

$$I_{ti} = \frac{1}{2}(I_{ni} - I_{pi}). \quad (2.159)$$

Nakon proračunavanja struja žičanih krakova [12], naponski impulsi, reflektovani od vodova i stabova opšte žičane mreže, određuju se na sledeći način

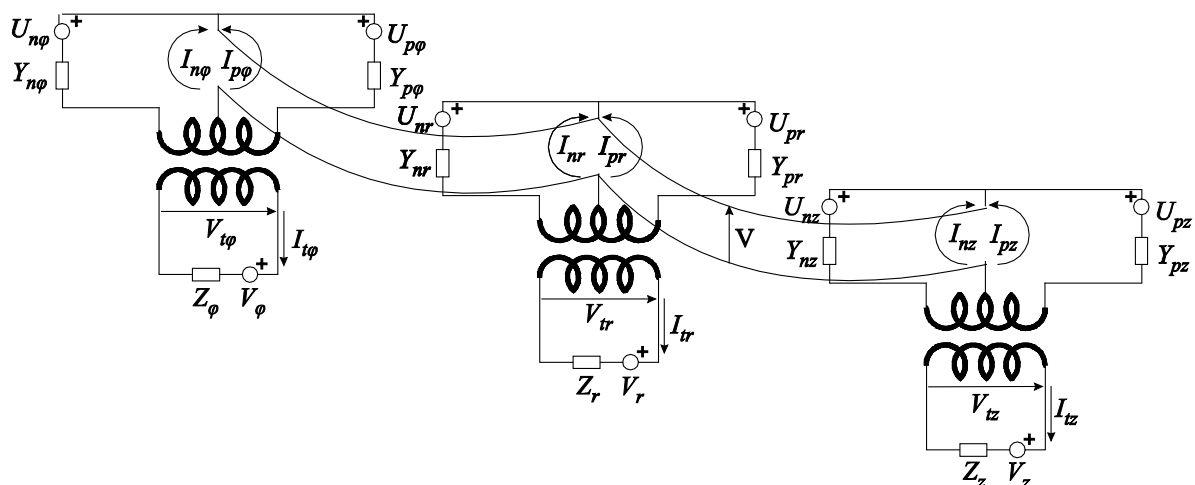
$$V_{vni}^r = V_{vni}^i - Z_{vni} I_{ni}, \quad (2.160)$$

$$V_{sni}^r = V_{sni}^i - Z_{sni} I_{ni}, \quad (2.161)$$

$$V_{vpi}^r = V_{vpi}^i - Z_{vpi} I_{pi}, \quad (2.162)$$

$$V_{spi}^r = V_{spi}^i - Z_{spi} I_{pi}. \quad (2.163)$$

Nakon proračuna reflektovanih impulsa, moguće je odrediti struje koje teku sa strane transformatora bliže čvoru,  $I_{ti}$ . Ove struje se zatim koriste kao strujni izvori za relevantne sekcije kola prikazane na Sl. 2.22 i pristupa se proračunu rasejanja za ostali deo čvora.



Sl. 2.25 Thevenin-ovo ekvivalentno kolo za opštu žičanu mrežu

### 2.3.4 TLM modeli žičanih opterećenja

Za modelovanje fizičkih dimenzija žičanih struktura i njihove sprege sa elektromagnetnim poljem potrebno je na odgovarajući način modelovati i njihova opterećenja. Budući da je poboljšanjem baziranim na jednačini (2.144) moguće razdvojiti procese rasejanja u žičanoj mreži i ostalom delu TLM mreže, to je sa stanovišta implementacije na računaru pogodnije postaviti kompleksno žičano opterećenje u centar odgovarajućeg žičanog segmenta i pristupiti modifikaciji matrice rasejanja žičane mreže.

Reaktivno kolo sa koncentrisanim parametrima proizvoljne konfiguracije je moguće modelovati u TLM metodu zamenom svakog kondenzatora i kalema u kolu odgovarajućim diskretnim modelom sa raspodeljenim parametrima (stab model) [44]. Pri tome se kondenzator kapacitivnosti  $C$  zamenjuje otvorenim vodom admitanse

$$Y_C = \frac{1}{Z_C} = \frac{C}{\Delta t/2}, \quad (2.164)$$

dok se kalem induktivnosti  $L$  zamenjuje kratkospojenim vodom impedanse [44]

$$Z_L = \frac{L}{\Delta t/2}, \quad (2.165)$$

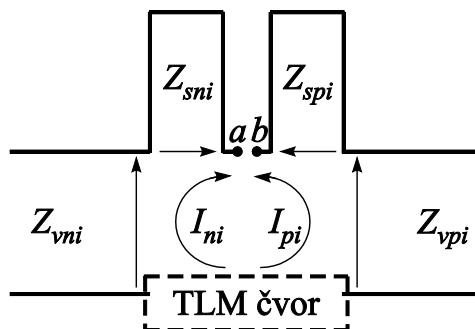
pri čemu je  $\Delta t$  vremenski korak diskretizacije.

Imajući u vidu prezentovane modele reaktivnih komponenata, moguće je modelovati različite konfiguracije kompleksnog žičanog opterećenja. Modeli se tada dobijaju primenom *Thevenin*-ove teoreme za svaku od reaktivnih komponenata, dok se otpornost  $R$  predstavlja preko beskonačno dugog električnog voda bez izvora i bez refleksije.

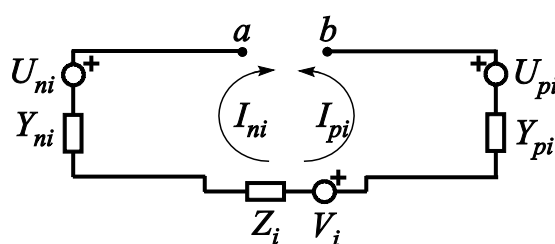
Modifikacija proračuna matrice rasejanja za žičani čvor u slučaju opterećenja biće prikazana na primeru pravolinijskog žičanog segmenta. U tom slučaju se opšta žičana mreža i njeno *Thevenin*-ovo ekvivalentno kolo redukuju na oblik prikazan na Sl. 2.26 i Sl. 2.27, respektivno.

Prisustvo opterećenja utiče na struju  $I_{ci}$ ,  $c \in \{n, p\}$ , koja dobija sledeći oblik [44]

$$I_{ni} = -I_{pi} = \frac{U_{ni} - U_{pi} - V_i - V_{ab}}{\frac{1}{Y_{ni}} + \frac{1}{Y_{pi}} + Z_i + Z_{ab}}. \quad (2.166)$$



Sl. 2.26 Žičana mreža sa slučaj pravolinijskog segmenta u  $z$  smeru sa opterećenjem između tačaka  $a$  i  $b$



Sl. 2.27 Ekvivalentno kolo za žičanu mrežu sa Sl. 2.26

### 2.3.5 Povezivanje žičanih čvorova

U cilindričnoj TLM mreži, matrica povezivanja žičanih čvorova, duž žičanih segmenata postavljenih u  $\varphi$  ili  $z$  smeru, ekvivalentna je proceduri povezivanja SCN čvorova unutar segmenata sa istim karakterističnim admitansama vodova. To znači da se prenos naponskih impulsa kroz žičane čvorove sastoji u jednostavnoj razmeni impulsa između odgovarajućih portova dvaju susednih čvorova.

Međutim, kada je žičani segment postavljen u radijalnom pravcu, raspodeljena kapacitivnost i induktivnost po jedinici dužine, potrebne za modelovanje žičanih segmenata, nisu konstantne duž žičanog segmenta, kao posledica promenljivog poluprečnika fiktivnog cilindra u radijalnom pravcu cilindričnog koordinatnog sistema, kao što je prikazano na Sl. 2.28. Na osnovu jednačina (2.153) i (2.155), može se zaključiti da, u tom slučaju, vrednost karakteristične admitanse vodova žičane mreže varira od jednog čvora do drugog, što zahteva primenu dodatnog algoritma povezivanja žičanih čvorova sa različitim admitansama vodova.

Algoritam povezivanja podrazumeva da se reflektovani naponi sa leve i desne strane razdvojne površi između čvorova različitog poprečnog preseka (Sl. 2.28b), koji istovremeno

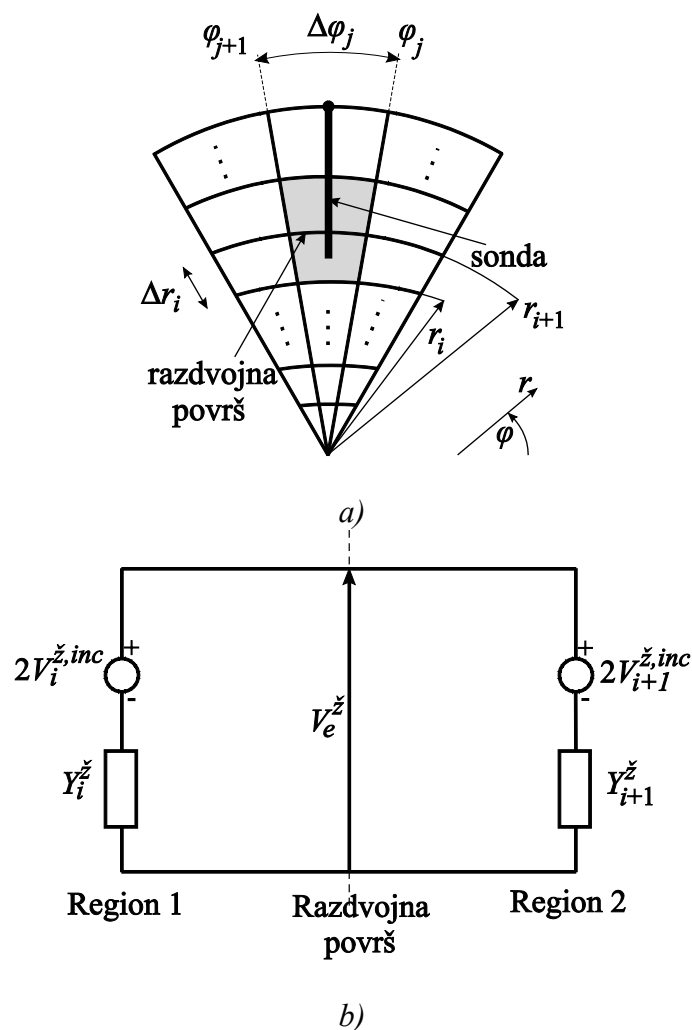
predstavljaju incidentne naponske impulse u odnosu na centar čvora za sledeći vremenski korak, mogu izraziti kao

$$V_e^{\check{z}} = 2V_i^{\check{z},inc} \frac{Y_i^{\check{z}}}{Y_i^{\check{z}} + Y_{i+1}^{\check{z}}} + 2V_{i+1}^{\check{z},inc} \frac{Y_{i+1}^{\check{z}}}{Y_i^{\check{z}} + Y_{i+1}^{\check{z}}}, \quad (2.167)$$

$$V_i^{\check{z},ref} = \frac{Y_i^{\check{z}} - Y_{i+1}^{\check{z}}}{Y_i^{\check{z}} + Y_{i+1}^{\check{z}}} (V_i^{\check{z},inc} - V_{i+1}^{\check{z},inc}) + V_{i+1}^{\check{z},inc}, \quad (2.168)$$

$$V_{i+1}^{\check{z},ref} = \frac{Y_i^{\check{z}} - Y_{i+1}^{\check{z}}}{Y_i^{\check{z}} + Y_{i+1}^{\check{z}}} (V_i^{\check{z},inc} - V_{i+1}^{\check{z},inc}) + V_i^{\check{z},inc}, \quad (2.169)$$

gde je  $V_e^{\check{z}}$  ekvivalentni napon na razdvojnoj površi, a  $V_i^{\check{z},inc}$  i  $V_{i+1}^{\check{z},inc}$  su incidentni naponi.



Sl. 2.28 a) TLM čvorovi u  $r\phi$  ravni kroz koje žičani segment prolazi,

b) razdvojna površ dva čvora

## 2.4 Softverska implementacija integralnog cilindričnog 3-D TLM metoda

Jedan od osnovnih preduslova za rešavanje elektromagnetnih problema, primenom nekog numeričkog metoda, jeste adekvatna implementacija algoritma na računaru. Teorijski koncepti 3-D TLM metoda u cilindričnom koordinatnom sistemu, uključujući i kompaktni žičani model, izloženi u prethodnim poglavljima, moraju se prevesti u realne programe, kojima se na efikasan način mogu dobiti željeni rezultati.

Za realizaciju programa *3DTLMcyl\_cw*, zasnovanog na integralnom cilindričnom TLM metodu prezentovanog u disertaciji, korišćen je programski jezik FORTRAN77. Osnovne karakteristike ovog programa su:

- ◆ Cilindrični koordinatni sistem.
- ◆ Osnovna TLM ćelija - Hibridni simetrični kondenzovani čvor (HSCN) I tipa.
- ◆ Rezolucija - neuniformna mreža.
- ◆ Pobuda - u obliku *Dirac*-ovog impulsa ili preko generatora.
- ◆ Modelovanje graničnih površi (sa gubicima).
- ◆ Modelovanje nehomogenih karakteristika sredine i gubitaka.
- ◆ Modelovanje žičanih elemenata.

Softverski paket, pored osnovnog programa, čine program koji se koristi za diskretnu *Fourier*-ovu transformaciju, program za proračun S parametara višeprikladnih mikrotalasnih struktura, kao i za proračun ulazne impedanse. Imajući u vidu da je osnovni program *3DTLMcyl\_cw* u potpunosti automatizovan, pre pokretanja simulacije, elektromagnetni problem je potrebno opisati na način, koji je prilagođen korisniku, korišćenjem tzv. ulazne tekstualne datoteke iz koje program preuzima sve potrebne parametre radi izvršavanja odgovarajućih proračuna.

Optimalni redosled proračuna u vremenskom domenu za uniformnu i neuniformnu mrežu TLM čvorova primenom realizovanog softvera može se ukratko predstaviti na sledeći način:

- ◆ Definisane zadatog problema (dimenzije mreže, granični uslovi, dielektrični slojevi, žičani elementi). Definisane pobude (impulsna pobuda ili preko generatora

priključenog za žičani provodnik) i odziva (komponente elektromagnetnog polja ili indukovana struja). Pomenuti parametri se definišu u okviru ulazne datoteke.

◆ Određivanje impedansi vodova i otvorenih stabova HSCN čvorova, električnih i magnetnih gubitaka, kao i impedansi vodova i stabova žičanih segmenata. Specificiranje početnih uslova, odnosno naponskih impulsa u skladu sa definisanim tipom pobude.

◆ Proračun ekvivalentnih ukupnih napona i struja (preko incidentnih naponskih impulsa), na osnovu kojih je moguće proračunati komponente elektromagnetnog polja za svaki čvor.

◆ Proračun matrice rasejanja posebno za čvorove koji sadrže segmente žičane mreže i preostale TLM čvorove.

◆ Proračun matrice povezivanja u TLM mreži i u žičanoj mreži.

◆ Proračun matrice povezivanja za modelovanje graničnih površi.

◆ Dobijanje odziva (komponente elektromagnetnog polja ili indukovana struja) u vremenskom domenu.

◆ Transformacija izlaznih podataka iz vremenskog u frekvencijski domen.

◆ Proračun S parametara ili ulazne impedanse.

Na osnovu izloženih karakteristika, može se zaključiti da softver baziran na *3DTLMcyl\_cw* programu ima mogućnost modelovanja cilindričnih struktura proizvoljnih dimenzija i sastava opterećenja. Pri tome, uspostavljanje tipova oscilovanja elektromagnetnog polja može se realizovati preko pobude u obliku *Dirac*-ovog impulsa, u tački ili delu prostora rezonatora, ili preko generatora, koji može biti postavljen u TLM ćeliji kroz koju prolazi žičani element, obrazujući tzv. TLM žičani port.

Osnovne jednačine na kojima se zasnivaju navedene karakteristike i mogućnosti *3DTLMcyl\_cw* programa, a koje su korišćene za implementaciju metoda na računaru, detaljno su izvedene u prethodnim poglavljima disertacije. Ovde su najpre opisani svi parametri analiziranog problema koje je potrebno definisati u okviru ulazne datoteke, a zatim je dat detaljan pregled algoritma na osnovu kojeg program izvršava zahtevane proračune. Dodatna pažnja je posvećena analizi pitanja pobude i odziva u TLM mreži, a takođe je prezentovan i postupak proračuna S parametara kod modela cilindričnog rezonatora sa žičanim elementima, preko tzv. TLM žičanog porta, kao i postupak proračuna ulazne impedanse.



Pri razvoju softverskog paketa, imalo se na umu da on bude opšti tj. da pokrije oblasti primene TLM metoda u ovoj disertaciji, ali postoji čitav niz oblasti gde primena ovog paketa nije još uvek adekvatna bez izvesnih korekcija i dogradnji.

### 2.4.1 Ulazna datoteka

Pored osnovnog *3DTLMcyl\_cw* programa, primena realizovanog softverskog paketa podrazumeva kreiranje ulazne tekstualne datoteke, koja se po pokretanju simulacije prevodi u novu datoteku (kao pre-procesorska operacija), a zatim čita od strane *3DTLMcyl\_cw* programa, što ima niz prednosti:

- Definisani problem se prvo verifikuje od strane programa (da li je problem u zadatim granicama programa, koji su uslovljeni računarskim resursima), što omogućava korisniku da izvrši potrebne korekcije pre početka simulacije;
- Veličina i složenost programa za proračun se mogu redukovati, pošto se od strane samog korisnika definiše geometrija i najsloženijih problema;
- Dodatne pre-procesorske operacije za nestandardne karakteristike programa mogu se vrlo lako uključiti;
- Program za proračun je do izvesnog nivoa nezavisan od pre-procesorskih operacija tako da još pristupačniji korisnički interfejs (na primer CAD paketi) za opis problema može biti ugrađen pri budućem razvoju programa.

U okviru ulazne datoteke korisnik definiše razmatrani elektromagnetni problem kroz sledeće aspekte:

- 1) **Dimenzije strukture i rezolucija mreže.** Primenjuje se odgovarajuća mreža radi geometrijskog predstavljanja problema i definisanja karakteristika materijala. Korak diskretizacije u prostoru,  $\Delta\ell$ , potrebno je izabrati na osnovu najmanje geometrijske strukture koju treba modelovati i najmanje talasne dužine od interesa. Preporuka je da se primenjuje aproksimativno pravilo prema kome treba koristiti 4 segmenta dužine  $\Delta\ell$  za modelovanje struktura malih dimenzija i 10 segmenata dužine  $\Delta\ell$  za definisanje najmanje talasne dužine od interesa. Narušavanje ovih pravila rezultuje grubom mrežom i greškom zbog brzine prostiranja [4]. Promenljiv prostorni korak diskretizacije se definiše uvođenjem segmenata u svakom od koordinatnih pravaca. U skladu sa tim se, zatim, definišu elektromagnetne osobine različitih materijala, što podrazumeva karakterizaciju dielektrika preko vrednosti permitivnosti, uključujući, ako se zahteva, i gubitke preko

odgovarajućeg tangensa ugla gubitaka. Pri opisivanju nehomogenog medijuma, korisnik *3DTLMcyl\_cw* solvera mora voditi računa da se sredine sa različitim elektromagnetnim karakteristikama nađu u različito definisanim segmentima mreže (sa stanovišta rezolucije), pri čemu, u cilju očuvanja vremenskog sinhronizma u mreži, rezolucija mreže primenjena za modelovanje dielektrika treba da bude  $\sqrt{\epsilon_r}$  ( $\epsilon_r$  permitivnost dielektrika) puta veća od rezolucije mreže primenjene u prostoru ispunjenog vazduhom.

- 2) **Granične površi.** Granične površi se definišu u relevantnim ravnima, pri čemu se granični uslovi predstavljaju preko odgovarajućeg koeficijenta refleksije. Kada granična površ predstavlja električni zid koeficijent refleksije je jednak -1, dok je u slučaju magnetnog zida jednak 1. Za potrebe modelovanja otvorenih problema, gde spadaju mikrostrip antene, moguće je definisati apsorbujuće površi kao granice proširenog modelovanog prostora sa koeficijentom refleksije koji se proračunava na način izložen u poglavlju 2.2.4.1. Takođe, postoji mogućnost uvođenja metalizacionih slojeva korišćenjem tzv. unutrašnjih graničnih površi, koje predstavljaju električni zid.
- 3) **Žičani segmenti.** Nakon definisanja broja žičanih segmenata, vrši se specificiranje TLM čvorova kroz koje se oni prostiru, kao i definisanje kratkog spoja ili otvorenog kraja (preko koeficijenta refleksije) na portovima TLM čvora gde se završava žičani provodnik.
- 4) **Pobuda.** Kako bi vrednosti svih incidentnih naponskih impulsa u mreži bile određene u prvom vremenskom trenutku, vrši se definisanje tipa pobude i početnih uslova u mreži. *3DTLMcyl\_cw* solver omogućava primenu dva oblika eksitacije: pobudu u vidu *Dirac*-ovog impulsa (samo za prvi vremenski korak) i pobudu preko generatora. U prvom slučaju, definiše se željena komponenta elektromagnetnog polja, koja se može pobuditi u tački ili delu prostora modelovane strukture. U drugom slučaju, generator se postavlja u TLM ćeliju, kroz koju prolazi žičani element, obrazujući TLM žičani port. Tada je neophodno definisati broj i položaj pobudnih generatora, kao i odgovarajuće žičane čvorove na koje se priključuju generatori određenog napona i unutrašnje otpornosti. Pri tome, priključivanjem generatora napona od 1V i otpornosti  $50\Omega$ , odgovarajući žičani element se može koristiti kao pobudna i/ili prijemna sonda, dok se priključivanjem generatora napona od 0V i otpornosti  $50\Omega$  odgovarajući žičani element koristi samo kao prijemna sonda.
- 5) **Odziv.** U okviru ulazne datoteke korisnik treba da definiše u kom obliku simulator treba da generiše izlazne podatke (komponenta elektromagnetnog polja ili indukovana struja), pri čemu, mogući tip odziva zavisi od vrste primenjene pobude.

### 2.4.2 3DTLMcyl\_cw algoritam

Nakon definisanja ulazne datoteke, uobičajena simulacija primenom *3DTLMcyl\_cw* programa sastoji se iz sledećih koraka:

- 1) **Pobuda i početni uslovi.** Na osnovu definisane rezolucije mreže i zadatih elektromagnetnih karakteristika sredine, *3DTLMcyl\_cw* program proračunava optimalan vremenski korak diskretizacije, kako bi modelovani sistem bio stabilan. Zatim vrši proračun impedansi vodova i otvorenih stabova HSCN čvorova na osnovu (2.59) ÷ (2.64), respektivno, električnih i magnetnih gubitaka primenom (2.76) i (2.77), respektivno, kao i impedansi vodova i stabova žičanih segmenata pomoću (2.153) i (2.155), respektivno. U slučaju primene impulsne pobude, program prvo proračunava incidentne naponske impulse, koje je neophodno primeniti na vodove kako bi se pobudila odgovarajuća komponenta električnog i/ili magnetnog polja, na osnovu jednačina (2.140) i (2.142). Kada je definisana pobuda preko generatora, definisani naponski impuls se primenjuje na odgovarajući žičani port u prvom iteracionom koraku.
- 2) U drugom koraku simulacije vrši se **proračun ekvivalentnih ukupnih napona i struja**, na osnovu incidentnih naponskih impulsa, korišćenjem izraza (2.113) i (2.123). Zatim se, opciono, mogu izračunati odgovarajuće **komponente električnog ili magnetnog polja** primenom jednačina (2.114) i (2.124).
- 3) **Procedura rasejanja (scattering).** Na osnovu ukupnih ekvivalentnih napona i struja, izraženih preko incidentnih naponskih impulsa, u trećem koraku se određuju reflektovani naponski impulsi u svakom čvoru, primenom jednačina (2.93), (2.94), (2.101), (2.102) i (2.104). U prisustvu žičanih elemenata, *3DTLMcyl\_cw* solver proračunava reflektovane naponske impulse od vodova i stabova opšte žičane mreže, na osnovu relacija (2.160) ÷ (2.163), i vrši određivanje korekcionog faktora primenom (2.144), koji se dodaje relevantnim incidentnim naponskim impulsima.
- 4) **Procedura povezivanja (connection).** U četvrtom koraku se vrši povezivanje TLM čvorova u cilju dobijanja incidentnih naponskih impulsa u narednom vremenskom trenutku, na osnovu reflektovanih naponskih impulsa, korišćenjem jednačina (2.128) i (2.129). Program, takođe, vrši povezivanje TLM čvorova kroz koje prolazi žičani segment, što podrazumeva jednostavnu razmenu impulsa kada su admitanse vodova susednih čvorova jednake ( $\varphi$  i  $z$  pravac), dok se dodatni algoritam povezivanja ((2.167) ÷ (2.169)) primenjuje na žičane segmente postavljene u radijalnom pravcu.

- 5) **Granični uslovi.** Procedura povezivanja se modifikuje u cilju korektnog modelovanja graničnih površi, tako da se na odgovarajućim portovima TLM čvorova, kojima su predstavljene granične površi, naponski impulsi ili reflektuju (u slučaju električnog ili magnetnog zida) ili apsorbuju (kod apsorbujućih površi), kako bi se uzeo u obzir relevantni koeficijent refleksije (-1 za električni zid, 1 za magnetni zid, dok se u slučaju apsorbujućih površi koeficijent refleksije određuje primenom jednačine (2.138)).
- 6) Koraci 2 ÷ 5 se mogu ponavljati definisan broj puta. Prilikom odabira broja iteracija (na samom početku ulazne datoteke) potrebno je obezbediti dovoljan broj tranzicije talasa kroz modelovanu strukturu.
- 7) Nakon završetka simulacije, izlazni podaci se dobijaju direktno u vremenskom domenu, koji se primenom diskretne *Furrier*-ove transformacije mogu prebaciti u frekvencijski domen.
- 8) Na osnovu dobijenih izlaznih rezultata, u vidu struje ili napona, program proračunava S parametre ili ulaznu impedansu.

### 2.4.3 Pobuda i odziv

Realizovan softver pruža mogućnost pobuđivanja elektromagnetnog polja na dva načina: impulsnom pobudom i preko generatora priključenog za žičani provodnik. U oba slučaja, izlazni podaci simulacije se dobijaju direktno u vremenskom domenu, koji se primenom diskretne *Furrier*-ove transformacije mogu prebaciti u frekvencijski domen

$$X(f) = \Delta t \sum_{n=0}^{N-1} x[n] \exp(-j2\pi f n \Delta t), \quad (2.170)$$

pri čemu je maksimalna frekvencija određena rezolucijom TLM mreže.

Za uspostavljanje odgovarajuće raspodele elektromagnetnog polja impulsnom pobudom obično se primenjuje pobuda polja u obliku *Dirac*-ovog impulsa u centru čvora, kako se ne bi uvodile dodatne strukture koje mogu da pomere rezonantne frekvencije. Ova pobuda se može primeniti unutar modelovane strukture, u ravni, duž linije i u tački. Način na koji se sistem pobuđuje određuje koji će se modovi posmatrati u izlaznoj tački. Pri tome, za pobuđivanje odgovarajućih TE i TM modova, pobudne i izlazne tačke treba tako izabrati da se izbegnu nule u dijagramu stojećeg talasa odgovarajuće komponente elektromagnetnog polja unutar rezonatora. U ovom slučaju, u bilo kom trenutku simulacije, može se, kao odziv, dobiti definisana komponenta elektromagnetnog polja (na osnovu jednačina (2.114) i (2.124)) u

izabranoj tački ili delu prostora TLM mreže u vremenskom ili frekvencijskom domenu. Impulsna pobuda uvodi energiju u TLM mrežu na frekvencijama koje su daleko iznad maksimalne radne frekvencije definisane rezolucijom mreže. Iako u mnogim oblastima primene TLM metoda to ne predstavlja neki ozbiljan problem, postoje primeri u kojima uvođenje energije u sistem na visokim frekvencijama može narušiti tačnost modelovanja, pa se zato moraju primeniti alternativni oblici za pobudu, obično preko naponskih i strujnih izvora.

Drugi način za pobuđivanje odgovarajuće komponente elektromagnetnog polja (za željeni tip oscilovanja) je korišćenjem naponskog ili strujnog generatora, koji se povezuje sa žičanim provodnikom preko tzv. TLM žičanog porta. Kod 3-D TLM metoda žičani provodnik se modeluje modifikacijom TLM čvorova kroz koje prolazi, na način opisan u poglavlju 2.3. U izabranoj tački TLM mreže, preko žičanog porta, žičanom provodniku se pridružuje generator sa specificiranom vrednošću napona i unutrašnje otpornosti. Kao izlazni rezultat, kod ovakvog načina pobude, u vremenskom ili frekvencijskom domenu, može se dobiti ili definisana komponenta elektromagnetnog polja ili indukovana struja na odgovarajućem čvoru TLM mreže, kroz koji prolazi žičani provodnik, odnosno žičanom portu. Zatim se, na osnovu indukovane struje jednostavno mogu dobiti karakteristike refleksije, odnosno transmisije, izražene preko  $S$  parametara na način opisan u narednom poglavlju.

#### 2.4.4 Proračun $S$ parametara

Proračun  $S$  parametara višeprilaznih mikrotalasnih struktura može se ostvariti na više načina. Obično ovaj postupak prati proceduru sličnu onoj kod eksperimentalnog postupka. Jedan od prilaza mikrotalasne strukture sa  $n$  prilaza se pobuđuje (na primer prilaz  $i$ ), dok su svi ostali prilazi prilagođeni. Merenjem odziva na izlaznim prilazima ove strukture određuju se parametri  $S_{ji}$  za  $j=1,2,3,\dots,n$  i  $j \neq i$ . Mereni odziv na ulaznom prilazu, kao suma pobudnog i reflektovanog impulsa, omogućava proračun parametra  $S_{ji}$ . Da bi se dobila potpuna  $S$  matrica analizirane mikrotalasne strukture sa  $n$  prilaza, potrebno je ponoviti opisanu proceduru za sve preostale prilaze. Kod eksperimentalnog postupka, pobuda se primenjuje na određenoj frekvenciji i sličan numerički eksperiment moguće je izvesti korišćenjem TLM metoda sa prostoperiodičnom pobudom. Međutim, TLM metod omogućava dobijanje  $S$  parametara u širokom frekvencijskom opsegu, korišćenjem širokopojasne pobude [13] i *Fourier*-ove transformacije odziva u vremenskom domenu.

Jednostavan postupak za proračun  $S$  parametara višeprilaznih mikrotalasnih struktura korišćenjem TLM metoda, pri čemu su karakteristične impedanse prilaza, u opštem slučaju, različite, opisan je u [13]. Izložen algoritam za proračun  $S$  parametara je opšti i može se primeniti na sve višeprilazne mikrotalasne strukture. U ovom poglavlju, poseban akcenat je stavljen na određivanje  $S$  parametara mikrotalasnih struktura pobuđenih preko naponskog generatora, koji je sa žičanim provodnikom povezan preko tzv. žičanog porta.

Ukoliko mikrotalasna struktura ima  $n$  prilaza, za dobijanje potpune  $S$  matrice potrebno je izvršiti  $n$  različitih simulacija strukture, pri čemu je u svakoj simulaciji pobuđen različit prilaz, dok su ostali prilazi prilagođeni. Dakle, algoritam za proračun  $S$  parametara treba ponoviti onoliko puta koliko razmatrana struktura ima prilaza.

Ako sa  $V_k^+$  i  $V_k^-$  obeležimo direktnu i reflektovanu komponentu napona, a sa  $Z_{0k}$  karakterističnu impedansu  $k$ -tog prilaza, ( $k=1,2,\dots,n$ ), jednačine koje omogućavaju proračun  $S$  parametara višeprilazne mikrotalasne strukture, u slučaju kada je pobuđen prilaz  $i$ , date su kao

$$S_{ii} = \frac{V_i^-}{V_i^+}, \quad (2.171)$$

$$S_{ji} = \frac{V_j^-}{V_i^+}, \quad (2.172)$$

gde je  $j=1,2,\dots,n$  i  $j \neq i$ .

Preostale  $S$  parametre višeprilazne mikrotalasne strukture moguće je dobiti primenjujući opisani algoritam na druge prilaze.

Žičani portovi, budući da nisu eksplicitno definisani, formiraju se specificiranjem opterećenja  $i$ , opciono, generatora u izlaznoj tački na žici. Na Sl. 2.29, prikazan je model žičanog porta, na čijim je krajevima, u opštem slučaju, priključen generator  $V_{gen}$  i otpornost  $R$ . U tim uslovima, kao izlazna veličina TLM simulacije dobija se struja na žici  $I_i$ , kojoj je pridružena impedansa opterećenja  $R_i$ , na osnovu kojih se može odrediti vrednost napona  $V_i$ .

Kada je pobuđen prilaz  $i$ , odgovarajući napon  $V_i$  može se izraziti preko parametara realnog generatora priključenog na ovaj prilaz,  $V_{gen,i}$  i  $R_i$ , sledećom relacijom

$$V_i = V_{gen,i} - R_i I_i. \quad (2.173)$$

Imajući u vidu da se incidentni i reflektovani naponski impulsi, na prilazu  $i$ , mogu predstaviti kao

$$V_i^+ = \frac{1}{2}(V_i + R_i I_i), \quad (2.174)$$

$$V_i^- = \frac{1}{2}(V_i - R_i I_i), \quad (2.175)$$

koeficijent refleksije na prilazu  $i$ , polazeći od jednačine (2.171), dobija sledeći oblik

$$S_{ii} = 1 - \frac{2R_i I_i}{V_{gen,i}}, \quad (2.176)$$

Alternativno se koeficijent refleksije može izraziti i preko napona na prilazu  $i$

$$S_{ii} = \frac{2V_i}{V_{gen,i}} - 1. \quad (2.177)$$

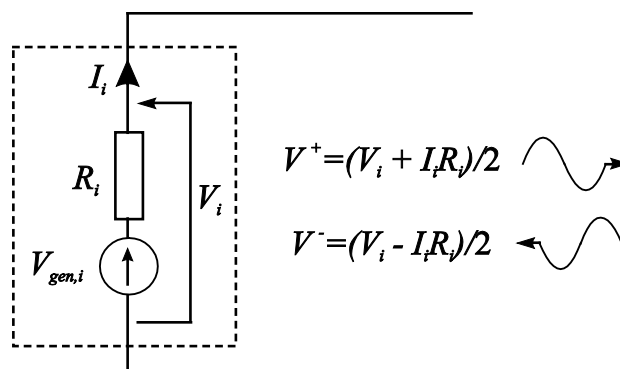
S druge strane, napon na prilazu  $j$ , na kojem je priključena samo otpornost  $R_j$ , dok je  $V_{gen,j} = 0$ , izražen je preko relacije

$$V_j = -R_j I_j, \quad (2.178)$$

tako da se reflektovani naponski impuls na žičanom prilazu  $j$  može odrediti kao

$$V_j^- = \frac{1}{2}(V_j - R_j I_j). \quad (2.179)$$

Prema tome, u slučaju kada su karakteristične impedanse prilaza jednake, koeficijent transmisije na prilazu  $j$ , polazeći od (2.172), može se predstaviti preko struje prilaza  $j$



Sl. 2.29 Ekvivalentno kolo za tzv. TLM žičani port

$$S_{ji} = -\frac{2R_j I_j}{V_{gen,i}}, \quad (2.180)$$

ili, alternativno, preko napona

$$S_{ji} = \frac{2V_j}{V_{gen,i}}. \quad (2.181)$$

Žičani portovi se mogu koristiti za priključivanje koaksijalne pobude, u kom slučaju se pretpostavlja da je spoljašnji provodnik vezan za metalnu graničnu površinu, dok se unutrašnji provodnik modeluje kao žičani element.

### 2.4.5 Proračun ulazne impedanse

Proračun ulazne impedanse vrši se na osnovu odziva TLM simulacije u vidu struje ili napona i parametara realnog generatora priključenog na prilaz,  $V_{gen,i}$  i  $R_i$ ,

$$Z_{in}(f) = R_{in}(f) + jX_{in}(f) = \frac{V_{gen,i}}{I_i} - R_i. \quad (2.182)$$

Alternativno, kada je koeficijent refleksije u potpunosti određen svojim modulom i argumentom, ulazna impedansa se može odrediti na osnovu sledećeg izraza

$$Z_{in}(f) = Z_0 \frac{1 + S_{ii}(f)}{1 - S_{ii}(f)}, \quad (2.183)$$

gde je  $Z_0 = R_i$  karakteristična impedansa prilaza.



### 3 MODELOVANJE I ANALIZA REZONATORA CILINDRIČNE GEOMETRIJE

Primena mikrotalasa u industriji dovela je do razvoja i primene industrijskih mikrotalasnih aplikatora, koji se koriste u procesima zagrevanja i sušenja dielektričnih materijala [47, 48]. Mikrotalasnno zagrevanje je tehnologija obrade materijala, koja, zahvaljujući svojim prednostima u odnosu na konvencionalni način zagrevanja, naročito po pitanju energetske efikasnosti, ima široku primenu u hemijskoj i tekstilnoj industriji, industriji keramike, gume i plastike, kao i u prehrambenoj industriji [47-50]. Zahvaljujući zagrevanju po celoj zapremini, koje podrazumeva mogućnost materijala da direktno u unutrašnjosti apsorbuje mikrotalasnno energiju i konvertuje je u toplotu, ostvaruje se brže i uniformnije zagrevanje, redukuje vreme obrade i postižu bolje osobine materijala. Sa druge strane, postoji veliki broj faktora koji utiču na proces zagrevanja u mikrotalasnno polju i čine mehanizam zagrevanja složenijim. U tom kontekstu, od suštinske je važnosti koristiti neki od numeričkih metoda koji omogućava ne samo jasan fizički uvid u problem, već i sveobuhvatnu analizu raspodele elektromagnetnog polja i pobuđenih modova mikrotalasnno aplikatora.

Budući da su industrijski mikrotalasnno aplikatori uglavnom pravougaonog ili kružnog poprečnog preseka, za njihovo aproksimativno modelovanje najčešće se koriste pravougaone ili cilindrične konfiguracije metalnih rezonatora. Pri tome, raspodela elektromagnetnog polja u rezonatoru, kao i ponašanje rezonantnih frekvencija, zavise od različitih faktora, uključujući prisustvo opterećenja i žičanih elemenata, koji se koriste za pobudu i detekciju modova, tako da poznavanje ponašanja odabranog modela mikrotalasnno rezonatora sa datim pretpostavkama ima veliki značaj i znatno olakšava postupak dizajniranja mikrotalasnno aplikatora.

Komercijalni softverski paketi, koji koriste neki numerički metod, kao što je npr. TLM metod, za elektromagnetnu analizu, uglavnom su bazirani na pravougaonom koordinatnom sistemu. Prilikom modelovanja struktura cilindrične geometrije, direktna posledica korišćenja TLM čvora u obliku kvadra je aproksimativno, odnosno stepeničasto, modelovanje graničnih

kružnih ili cilindričnih površi, budući da takve površi nisu paralelne koordinatnim osama. U cilju izbegavanja numeričke greške koja pri tome nastaje i pružanja većeg stepena slobode sa stanovišta definisanja rezolucije mreže, pristup usvojen u ovoj disertaciji zasniva se na korišćenju 3-D TLM metoda u cilindričnom koordinatnom sistemu.

Prvobitno razvijen softver, zasnovan na TLM metodu u cilindričnom koordinatnom sistemu, omogućavao je modelovanje struktura cilindrične geometrije uz korišćenje impulsne pobude definisane komponente polja i dobijanje odziva u vidu željene komponente polja. Međutim, ovako dobijeni rezultati mogu odstupati od odgovarajućih eksperimentalnih rezultata, po pitanju vrednosti rezonantnih frekvencija. Razlog za odstupanje rezultata nalazi se u činjenici da se kod eksperimentalnog modela rezonatora kao pobuda koristi sonda, koju predstavlja žičani provodnik ubačen u unutrašnjost rezonatora, dok se kod numeričkog TLM modela sa impulsnom pobudom prisustvo i uticaj žičanih elemenata potpuno zanemaruju. U praksi se, međutim, oni ne mogu zanemariti budući da, u zavisnosti od načina pobude, pozicije i dimenzija pobudnog elementa, broj pobuđenih modova unutar rezonatora može biti različit. Takođe, usled uticaja sonde vrednosti rezonantnih frekvencija se pomeraju u odnosu na teorijske, a ponekad može doći i do pojave razdvajanja degenerisanih modova [51].

Zbog svega navedenog, modelovanje realne pobude kod numeričkih modela cilindričnih rezonatora je od velikog praktičnog značaja u procesu projektovanja mikrotalasnih aplikatora. Kako bi numeričkom analizom rezonatora mogao biti obuhvaćen i uticaj prisustva realne pobude na rezonantne frekvencije razvijen je kompaktni TLM model, baziran na primeni tzv. žičanog TLM čvora. Za modelovanje prostiranja signala duž žičanog provodnika, ovaj model koristi posebnu žičanu mrežu, definisanu unutar postojeće mreže čvorova, i dozvoljava u isto vreme interakciju sa elektromagnetnim poljem u rezonatoru. Njegovom implementacijom u TLM metod u cilindričnom koordinatnom sistemu, omogućeno je modelovanje žičanih elemenata proizvoljnog oblika, dimenzija i položaja kod mikrotalasnih aplikatora cilindrične geometrije, sa stepenom diskretizacije određenog dimenzijama čvorova TLM mreže.

Ova glava disertacije posvećena je verifikaciji i istraživanju mogućnosti integralnog cilindričnog TLM metoda na primerima rezonatora cilindrične geometrije ispunjenih medijumom nehomogenih elektromagnetnih karakteristika i u prisustvu žičanih elemenata postavljenih u radialnom pravcu. Verifikacija metoda zasnovana je na poređenju numeričkih karakteristika refleksije i transmisije, za različite dužine žičanih sonde, sa odgovarajućim merenim rezultatima dobijenim u okviru Laboratorije za mikrotalasnu tehniku i bežične komunikacije na Elektronskom fakultetu u Nišu. Kroz istraživanje uticaja žičanih elemenata

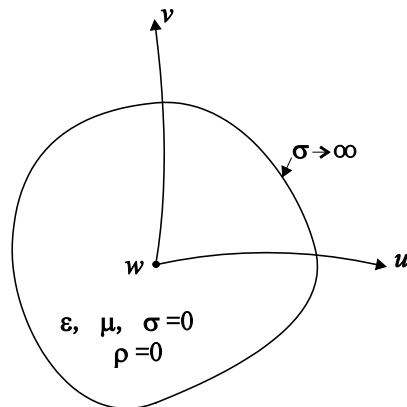
na elektromagnetno polje i rezonanse cilindričnog rezonatora, istaknut je značaj njihovog uključivanja u model. Pri tome su za poređenje korišćeni relevantni analitički izrazi, kao i klasičan TLM pristup sa impulsnom pobudom. Na primeru analiziranog praznog rezonatora, poređenjem sa odgovarajućim rezultatima dobijenim TLM pristupom u pravougaonom koordinatnom sistemu, razmatrane su prednosti TLM cilindričnog modela sa žičanom sondom u smislu mogućnosti modelovanja žičanih elemenata većeg poluprečnika, kao i mogućnosti modelovanja žičanih elemenata postavljenih u radijalnom pravcu sa proizvoljnim uglom između pravaca sonde, gde je primenljivost pravougaonog TLM metoda ograničena.

Posebna pažnja, kada su prednosti korišćenja cilindrične TLM mreže u pitanju, biće usmerena ka konfiguraciji delimično opterećenog cilindričnog rezonatora sa opterećenjem postavljenim u obliku koaksijalnog cilindra. Na tom primeru, razmatrane su mogućnosti, ali i ograničenja konvencionalnog TLM metoda u pravougaonim koordinatama, sa aspekta modelovanja elektromagnetnih karakteristika i dimenzija koaksijalno postavljenog dielektrika i dimenzija žičanih elemenata. Odgovarajući numerički rezultati, koji predstavljaju karakteristike refleksije i transmisije, za nekoliko različitih dielektrika upotrebljenih kao koaksijalno opterećenje, biće ilustrovani u okviru poslednjeg poglavlja ove glave. Takođe, u cilju verifikacije prezentovanog metoda, izvršena su poređenja sa odgovarajućim merenim rezultatima dobijenim zahvaljujući praktičnoj realizaciji modela koaksijalno opterećenog cilindričnog rezonatora sa ulaznim i izlaznim portovima realizovanim u vidu žičanog provodnika.

Prezentovanju i diskusiji rezultata u ovoj glavi prethodi kratak osvrt na teorijsku osnovu metalnih rezonatora kružnog poprečnog preseka i izvodjenje odgovarajućih analitičkih izraza, koji su korišćeni za određivanje vrednosti rezonantnih frekvencija najjednostavnije konfiguracije metalnog, cilindričnog rezonatora bez opterećenja i žičanih elemenata.

### ***3.1 Teorijska analiza metalnog rezonatora kružnog poprečnog preseka***

Savršen metalni talasovod proizvoljnog poprečnog preseka, u zakrivljenom cilindričnom koordinatnom sistemu  $u, v, w$ , prikazan je na Sl. 3.1. Zidovi talasovoda, čija je unutrašnjost ispunjena dielektrikom, koji je homogen, izotropan, bez gubitaka i u kome nema prostornih naelektrisanja, savršeno su provodni.



Sl. 3.1 Savršen metalni talasovod proizvoljnog poprečnog preseka

Elektromagnetno polje u unutrašnjosti talasovoda određeno je *Maxwell*-ovim jednačinama u diferencijalnom obliku [3, 52]

$$\text{rot}\vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E}, \quad (3.1)$$

$$\text{rot}\vec{E} = -j\omega\mu\vec{H}, \quad (3.2)$$

$$\text{div}\vec{D} = 0, \quad (3.3)$$

$$\text{div}\vec{B} = 0, \quad (3.4)$$

pri čemu elektromagnetno polje na unutrašnjoj površini zidova talasovoda mora da zadovolji sledeće granične uslove

$$E_t = 0, \quad H_n = 0. \quad (3.5)$$

Neka su poznate funkcije preslikavanja

$$u = u(x, y, z), \quad (3.6a)$$

$$v = v(x, y, z), \quad (3.6b)$$

$$w = w(x, y, z) = z, \quad (3.6c)$$

gde je  $w = z$  osa talasovoda i neka se zidovi talasovoda poklapaju sa koordinatnim površinama  $u = C^{ta}$ .

U tom slučaju, *Maxwell*-ove jednačine (3.1) i (3.2) dobijaju oblik

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \frac{1}{h_u h_v h_w} \begin{bmatrix} h_u \hat{u} & h_v \hat{v} & h_w \hat{w} \\ \frac{\partial}{\partial u} & \frac{\partial}{\partial v} & \frac{\partial}{\partial w} \\ h_u H_u & h_v H_v & h_w H_w \end{bmatrix} = j\omega \varepsilon \vec{E}, \quad (3.7)$$

$$\operatorname{rot}\vec{E} = \frac{1}{h_u h_v h_w} \begin{bmatrix} h_u \hat{u} & h_v \hat{v} & h_w \hat{w} \\ \frac{\partial}{\partial u} & \frac{\partial}{\partial v} & \frac{\partial}{\partial w} \\ h_u E_u & h_v E_v & h_w E_w \end{bmatrix} = -j\omega \mu \vec{H}, \quad (3.8)$$

pri čemu su  $h_u, h_v, h_w$  tzv. Lameovi koeficijenti ( $h_w = h_z = 1$ ).

Ukoliko se pri rešavanju *Maxwell*-ovih jednačina uzmu u obzir samo ona rešenja koja imaju karakter progresivnog talasa, za talas, koji se prostire u pozitivnom smeru  $z$  ose, zavisnost aksijalnih komponenta elektromagnetnog polja duž ose prostiranja je  $e^{-\gamma z}$ , gde je  $\gamma$  konstanta prostiranja u talasovodu. U tom slučaju, operacija parcijalnog izvoda komponenta elektromagnetnog polja po koordinati  $z$  se svodi na oblik

$$\frac{\partial}{\partial z} \equiv -\gamma. \quad (3.9)$$

Kada se vektorske diferencijalne jednačine (3.7) i (3.8) rastave na šest skalarnih jednačina i poprečne komponente polja (sa indeksima  $u$  i  $v$ ) izraze u funkciji aksijalnih komponenta polja  $E_z$  i  $H_z$ , dobija se sledeći skup jednačina [3, 53]

$$E_u = -\frac{1}{k_c^2} \left[ \gamma \frac{\partial E_z}{h_u \partial u} + j\omega \mu \frac{\partial H_z}{h_v \partial v} \right], \quad (3.10a)$$

$$E_v = -\frac{1}{k_c^2} \left[ \gamma \frac{\partial E_z}{h_v \partial v} - j\omega \mu \frac{\partial H_z}{h_u \partial u} \right], \quad (3.10b)$$

$$H_u = -\frac{1}{k_c^2} \left[ -j\omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{h_v \partial v} + \gamma \frac{\partial H_z}{h_u \partial u} \right], \quad (3.10c)$$

$$H_v = -\frac{1}{k_c^2} \left[ j\omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{h_u \partial u} + \gamma \frac{\partial H_z}{h_v \partial v} \right], \quad (3.10d)$$

gde je  $k_c^2 = \gamma^2 + \omega^2 \varepsilon \mu$ .

Aksijalne komponente elektromagnetnog polja  $E_z$  i  $H_z$  izračunavaju se iz talasne jednačine oblika

$$\left(\Delta_t + k_c^2\right) \frac{E_z}{H_z} = 0, \quad (3.11)$$

$$\text{gde je } \Delta_t = \frac{1}{h_u h_v} \left[ \frac{\partial}{\partial u} \left( \frac{h_v}{h_u} \frac{\partial}{\partial u} \right) + \frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{h_u}{h_v} \frac{\partial}{\partial v} \right) \right].$$

Savršen talasovod podržava dva prosta tipa talasa: transverzalni električni (TE) tip talasa i transverzalni magnetni (TM) tip talasa. Osnovna karakteristika TE tipa talasa je da vektor električnog polja leži u transverzalnoj poprečnoj ravni (u ravni normalnoj na pravac prostiranja), odnosno  $E_z = 0, H_z \neq 0$ . Kod TM tipa talasa vektor magnetnog polja leži u transverzalnoj poprečnoj ravni, odnosno  $H_z = 0, E_z \neq 0$ . Od načina pobude zavisi da li će talasovod podržati TE ili TM tip talasa.

Da bi se određeni tip talasa prostirao kroz savršen talasovod potrebno je da konstanta prostiranja  $\gamma$  bude imaginarna veličina. Ovaj uslov prostiranja se matematički može formulisati na sledeći način [3]

$$\gamma = j\beta, \quad (3.12)$$

gde je  $\beta$  fazna konstanta (talasni broj), koja zadovoljava uslov da je  $\beta > 0$ .

Za savršen metalni talasovod kružnog poprečnog preseka ( $h_u = h_r = 1, h_v = h_\varphi = r$ ), korišćenjem metoda razdvajanja promenljivih, rešenje jednačine (3.11) se dobija u obliku

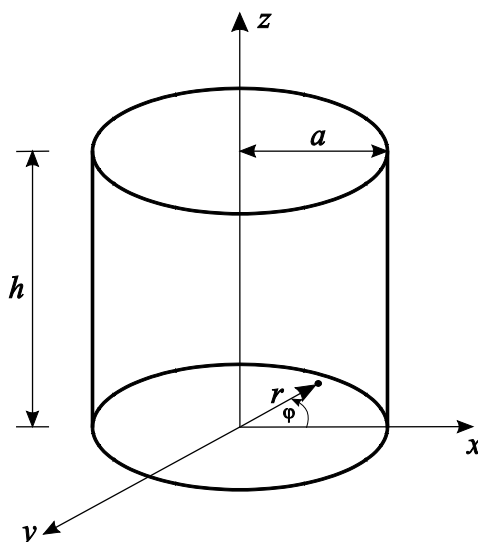
$$\Psi_z = [A_1 J_m(\beta_r r) + B_1 Y_m(\beta_r r)] [C_2 \cos(m\varphi) + D_2 \sin(m\varphi)] \times [A_3 e^{-j\beta_z z} + B_3 e^{+j\beta_z z}], \quad (3.13)$$

pri čemu  $J_m(\beta_r r)$  i  $Y_m(\beta_r r)$  predstavljaju *Bessel*-ove funkcije prve i druge vrste, respektivno. Za TE tip talasa je  $\Psi_z = H_z$ , a za TM tip talasa  $\Psi_z = E_z$ .

Savršen metalni rezonator kružnog poprečnog preseka (poluprečnika  $a$  i visine  $h$ ) dobija se pregrađivanjem talasovoda istog poprečnog preseka u ravnima  $z=0$  i  $z=h$  savršeno provodnim zidovima (Sl. 3.2).

Implementacijom odgovarajućih graničnih uslova na zidovima rezonatora i funkcija *sin* i *cos* za predstavljanje promene u  $z$  pravcu, za komponente transverzalnog električnog (TE) talasa, dobijaju se sledeći izrazi [3]

$$E_r = -\frac{m}{\epsilon r} A_{mnp} J_m(\beta_r r) [-C_2 \sin(m\varphi) + D_2 \cos(m\varphi)] \sin(\beta_z z), \quad (3.14a)$$



Sl. 3.2 Geometrija savršenog metalnog rezonatora kružnog poprečnog preseka

$$E_{\varphi} = \frac{\beta_r}{\varepsilon} A_{mnp} J'_m(\beta_r r) [C_2 \cos(m\varphi) + D_2 \sin(m\varphi)] \sin(\beta_z z), \quad (3.14b)$$

$$E_z = 0, \quad (3.14c)$$

$$H_r = -j \frac{\beta_r \beta_z}{\omega \mu \varepsilon} A_{mnp} J'_m(\beta_r r) [C_2 \cos(m\varphi) + D_2 \sin(m\varphi)] \cos(\beta_z z), \quad (3.14d)$$

$$H_{\varphi} = -j \frac{m \beta_z}{\omega \mu \varepsilon} \frac{1}{r} A_{mnp} J_m(\beta_r r) [-C_2 \sin(m\varphi) + D_2 \cos(m\varphi)] \cos(\beta_z z), \quad (3.14e)$$

$$H_z = -j \frac{A_{mnp}}{\omega \mu \varepsilon} (\beta_x^2 + \beta_y^2) J_m(\beta_r r) [C_2 \cos(m\varphi) + D_2 \sin(m\varphi)] \sin(\beta_z z), \quad (3.14f)$$

pri čemu je  $A_{mnp}$  konstanta i važi

$$\beta_r = \frac{\chi_{mn}}{a}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \text{ i } n = 1, 2, 3, \dots, \quad (3.15)$$

$$\beta_z = \frac{p\pi}{h}, \quad p = 0, 1, 2, \dots, \quad (3.16)$$

gde je  $\chi_{mn}$   $n$ -ti koren Bessel-ove funkcije prve vrste, reda  $m$ .

Rezonantne frekvencije se određuju korišćenjem veze

$$\beta_r^2 + \beta_z^2 = \left( \frac{\chi_{mn}}{a} \right)^2 + \left( \frac{p\pi}{h} \right)^2 = \omega_r^2 \mu \varepsilon, \quad (3.17)$$

i date su sledećim izrazom

$$(f_r)_{mnp}^{TE} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{\chi_{mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{h}\right)^2}, \quad \begin{array}{l} m = 0,1,2,\dots \\ n = 1,2,3,\dots \\ p = 0,1,2,\dots \end{array} \quad (3.18)$$

Na sličan način, za komponente električnog i magnetnog polja transverzalnog magnetnog (TM) talasa, dobijaju se sledeći izrazi [3]

$$E_r = j \frac{\beta_r \beta_z}{\omega\mu\epsilon} B_{mnp} J'_m(\beta_r r) [C_2 \cos(m\varphi) + D_2 \sin(m\varphi)] \sin(\beta_z z), \quad (3.19a)$$

$$E_\varphi = j \frac{m\beta_z}{\omega\mu\epsilon} B_{mnp} J_m(\beta_r r) [-C_2 \sin(m\varphi) + D_2 \cos(m\varphi)] \sin(\beta_z z), \quad (3.19b)$$

$$E_z = -j \frac{B_{mnp}}{\omega\mu\epsilon} (\beta_x^2 + \beta_y^2) J_m(\beta_r r) [C_2 \cos(m\varphi) + D_2 \sin(m\varphi)] \cos(\beta_z z), \quad (3.19c)$$

$$H_r = \frac{m}{\mu r} B_{mnp} J_m(\beta_r r) [-C_2 \sin(m\varphi) + D_2 \cos(m\varphi)] \cos(\beta_z z), \quad (3.19d)$$

$$H_\varphi = -\frac{\beta_r}{\mu} B_{mnp} J'_m(\beta_r r) [C_2 \cos(m\varphi) + D_2 \sin(m\varphi)] \cos(\beta_z z), \quad (3.19e)$$

$$H_z = 0, \quad (3.19f)$$

gde je  $B_{mnp}$  konstanta i važi

$$\beta_r^2 + \beta_z^2 = \left(\frac{\chi'_{mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{h}\right)^2 = \omega_r^2 \mu\epsilon. \quad (3.20)$$

Rezonantne frekvencije su date izrazom

$$(f_r)_{mnp}^{TM} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{\chi'_{mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{h}\right)^2}, \quad \begin{array}{l} m = 0,1,2,\dots \\ n = 1,2,3,\dots \\ p = 1,2,3,\dots \end{array} \quad (3.21)$$

pri čemu je  $\chi'_{mn}$   $n$ -ti koren izvoda Bessel-ove funkcije prve vrste reda  $m$ .

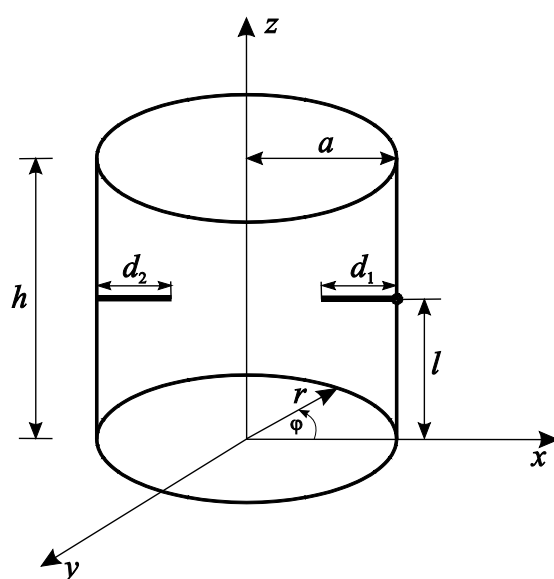


### 3.2 Primena integralnog cilindričnog TLM metoda na modelovanje cilindričnih rezonatora

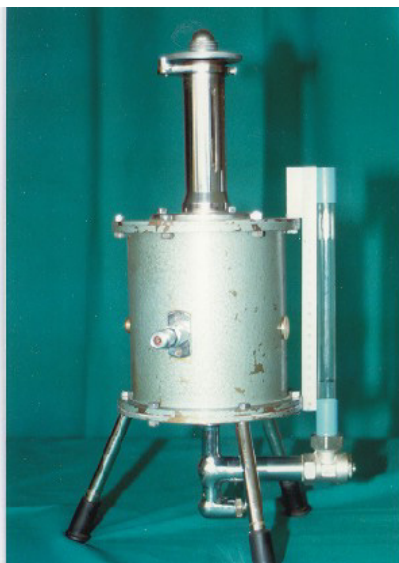
Mogućnosti i preciznost integralnog cilindričnog TLM metoda razmatrani su najpre na primerima praznog cilindričnog rezonatora sa impulsnom pobudom i priključenim sondama, a zatim i na primerima delimično opterećenog, cilindričnog rezonatora u prisustvu pobudne i prijemne žičane sonde.

Dimenzije TLM modela rezonatora (Sl. 3.3), poluprečnik  $a = 7$  cm i visina  $h = 14.24$  cm, izabrane su u skladu sa eksperimentalnim modelom (Sl. 3.4), dok su žičane sonde smeštene u radijalnom pravcu, jedna nasuprot druge. Sonda, koja predstavlja pobudnu sondu, povezana je sa realnim generatorom ( $V_{gen} = 1$  V i  $R_1 = 50 \Omega$ ) i postavljena na visini  $l = 7.4$  cm od dna rezonatora, u radijalnom pravcu, tako da se njome mogu pobuditi modovi oscilovanja koji imaju komponentu električnog polja duž radijalnog pravca. Položaj pobudne sonde, sa malim odstupanjem u odnosu na vrednost polovine visine rezonatora ( $h/2 = 7.12$  cm), obezbeđuje pobuđivanje i modova sa parnim indeksom  $p$ , odnosno onih koji imaju nulu stojećeg talasa na polovini visine rezonatora. Druga sonda, ukoliko se koristi, predstavlja prijemnu sondu, postavljena je na istoj visini, takođe u radijalnom pravcu, ali na suprotnoj strani rezonatora i preko žičanog porta povezana je sa impedansom  $R_2 = 50 \Omega$ .

Radi verifikacije integralnog cilindričnog TLM metoda i odgovarajućeg *3DTLMcyl\_cw* solvera, u okviru Laboratorije za mikrotalasnu tehniku i bežične komunikacije na



Sl. 3.3 Model praznog cilindričnog rezonatora sa pobudnom i prijemnom sondom



Sl. 3.4 *Ekperimentalni cilindrični metalni rezonator kružnog poprečnog preseka*

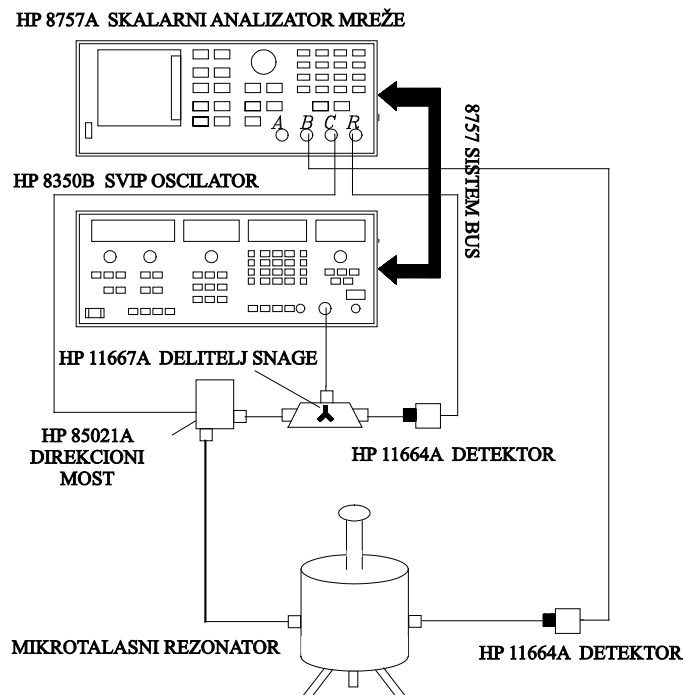
Elektronskom fakultetu u Nišu, za merenje rezonantnih frekvencija i jačine polja kod cilindričnog metalnog rezonatora korišćen je ekperimentalni sistem, prikazan na Sl. 3.5, koji sadrži

- HP 8757A Skalarni analizator mreže,
- HP 8350B *Sweep* oscilator,
- HP 11667A Delitelj snage,
- HP 85021A Direkcionni most,
- HP 11664A Detektor.

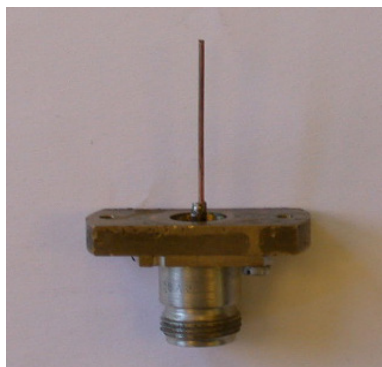
Određivanje rezonantnih frekvencija vrši se na osnovu karakteristike refleksije ili transmisije, pomoću dve sonde postavljene na suprotnim stranama zida rezonatora. Za pobuđivanje ekperimentalnog cilindričnog metalnog rezonatora, prikazanog na Sl. 3.4, koristi se sonda u obliku pravog žičanog provodnika (Sl. 3.6).

Postupak merenja se odvija kroz nekoliko faza:

- Povezivanje mernog sistema kao na Sl. 3.5.
- Definisane merenja: na jednom kanalu se postavlja merenje refleksije, (C/R), a na drugom transmisije, (B/R).



Sl. 3.5 Eksperimentalni sistem za merenje rezonantnih frekvencija



Sl. 3.6 Izgled sonde za pobuđivanje rezonatora

- Na *Sweep* oscilator-u se definiše frekvencijski opseg (*START* i *STOP* frekvencija) u kome se vrši merenje, kao i nivo snage na RF izlazu *Sweep* oscilator-a.
- Postupak kalibracije. Za merenje refleksije je izvršena kalibracija *SHORT* i *OPEN*, a za merenje transmisije kalibracija *THRU*.
- Vezivanje eksperimentalnog rezonatora.

U okviru ove glave, biće prikazani rezultati postignuti simulacijama i merenjima na različitim primerima cilindričnog rezonatora sa proizvoljnim elektromagnetnim karakteristikama medijuma, pri čemu su ulazni i izlazni portovi realizovani u vidu žičanog provodnika. Prikazani primeri su koncipirani u dve grupe: prazni ili neopterećeni rezonatori i

rezonatori sa opterećenjem. Posebna pažnja je posvećena razmatranju prednosti koje pruža integralni cilindrični TLM metod u odnosu na konvencionalni TLM metod u pravougaonom koordinatnom sistemu, sa stanovišta mogućnosti modelovanja dimenzija i položaja žičanih elemenata.

### 3.2.1 Cilindrični rezonator bez opterećenja

Ovo poglavlje disertacije orijentisano je ka ispitivanju primenljivosti i tačnosti *3DTLMcyl\_cw* programa za potrebe modelovanja i analize karakteristike refleksije i/ili transmisije rezonatora kružnog poprečnog preseka ispunjenog homogenim dielektrikom (vazduh) bez priključenih žičanih elemenata i u prisustvu pobudne i/ili prijemne sonde. Tokom numeričke analize pretpostavljeno je da su zidovi rezonatora i električne sonde sačinjeni od savršeno provodnog materijala, te se u modelu opisuju spoljašnjim granicama koje predstavljaju električni zid.

#### 3.2.1.1 Cilindrični rezonator sa impulsnom pobudom

Radi sveobuhvatne analize mogućnosti integralnog cilindričnog TLM metoda, uključujući i uticaj žičanih elemenata i njihovu spregu na raspodelu elektromagnetnog polja u rezonatoru, potrebno je najpre izvesti relevantne zaključke kada se radi o jednostavnijem modelu cilindričnog rezonatora unutar kojeg se komponente elektromagnetnog polja pobuđuju impulsno. U tom kontekstu, ovaj odeljak se bavi istraživanjem samog postupka modelovanja date strukture sa aspekta primenjene rezolucije mreže, pri čemu se zanemaruje uticaj žičanih provodnika koji se realno koriste za pobuđivanje i detektovanje komponenta elektromagnetnog polja u rezonatoru.

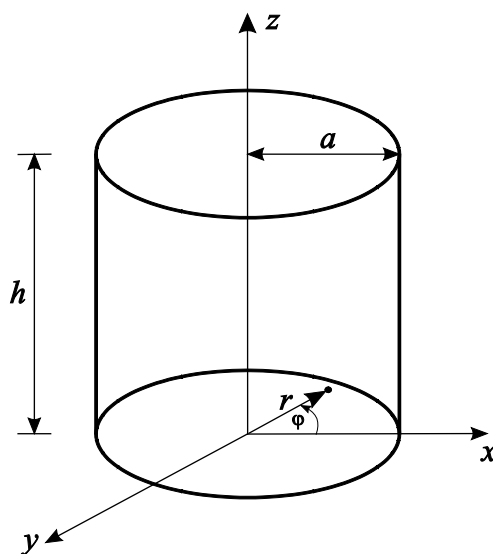
Generalno, pre izvršenja TLM simulacije bilo koje modelovane strukture neophodno je, pored definisanja geometrijskih i elektromagnetnih parametara, definisati i odgovarajuću rezoluciju mreže u odnosu na maksimalnu frekvenciju od interesa za analizu, tako da se omogući konvergencija rezultata u frekvencijskom opsegu od interesa, istovremeno vodeći računa o dužini trajanja simulacije i potrebnim kompjuterskim resursima. Pored toga, izabrana rezolucija mreže treba da obezbedi što preciznije modelovanje graničnih površi u slučaju kada se one modeluju aproksimativno.

Na primeru modela praznog cilindričnog rezonatora sa impulsnom pobudom (Sl. 3.7) izvršena je uporedna analiza rezolucija TLM mreža u pravougaonom i cilindričnom koordinatnom sistemu, koje zadovoljavaju prethodno navedene zahteve. U cilju ispitivanja

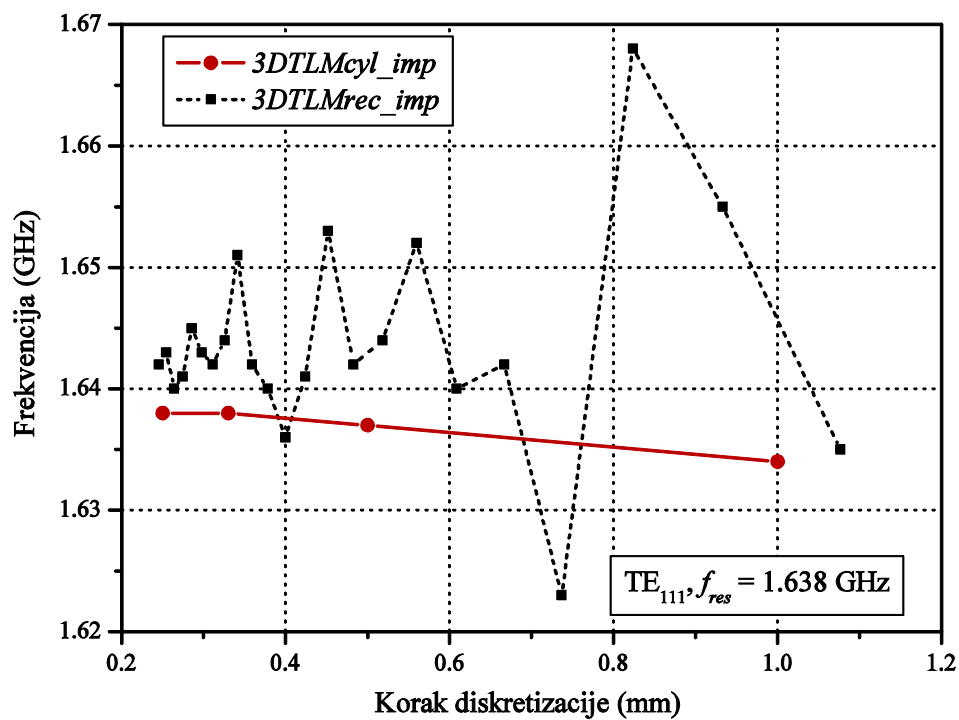
uticaja rezolucije pravougaone TLM mreže na rezultat modelovanja, a imajući u vidu neophodnost primene aproksimacije usled modelovanja kružnih i cilindričnih graničnih površi, simulacije su izvršene za promenljiv broj čvorova duž  $x$  i  $y$  ose, dok je broj čvorova duž  $z$  ose izabran tako da obezbedi uniformnost mreže. Prilikom primene cilindrične mreže, prostorni korak diskretizacije je menjan u sva tri koordinatna pravca vodeći, takođe, računa o uniformnosti. Na Sl. 3.8, prikazano je kako se vrednosti rezonantnih frekvencija modova  $TE_{111}$  i  $TM_{011}$  menjaju, kada se cilindrični rezonator modeluje različitim rezolucijama pravougaone i cilindrične TLM mreže, pri čemu se za pobuđivanje odgovarajuće komponente elektromagnetnog polja koristi impulsna pobuda. Na  $x$  osi je prikazana promena koraka diskretizacije duž  $x$  i  $y$  - ose pravougaone mreže, odnosno duž  $r$  - ose cilindrične mreže.

Može se primetiti da se većom rezolucijom obeju mreža postiže konvergencija rezultata, pri čemu je mreža  $(x \times y \times z) = (43 \times 43 \times 32)$  (59.168 čvorova) najmanja rezolucija pravougaone TLM mreže koja obezbeđuje zadovoljavajuću preciznost modelovanja razmatranog rezonatora sa greškom  $\Delta f < 5$  MHz. Takođe se može primetiti skokovita promena vrednosti rezonantne frekvencije sa promenom koraka diskretizacije, što je posledica aproksimativnog modelovanja graničnih površi.

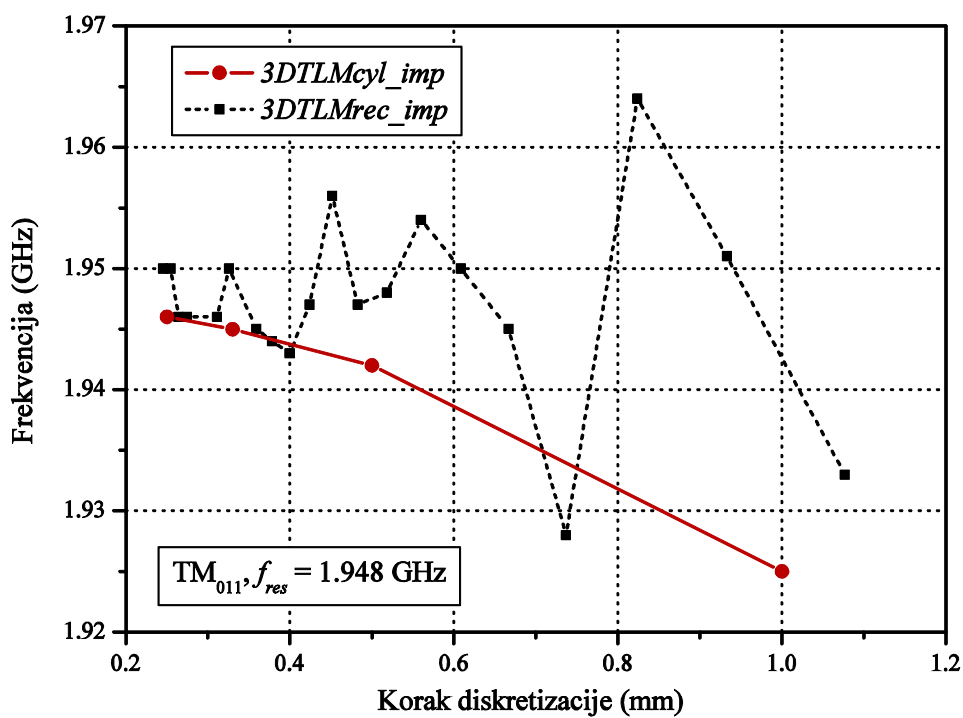
Sa druge strane, kada se za modelovanje cilindričnog rezonatora koristi cilindrična TLM mreža, granične površi rezonatora se poklapaju sa osama koordinatnog sistema što obezbeđuje njihovo precizno modelovanje nezavisno od rezolucije mreže. Iz tog razloga,



Sl. 3.7 Model praznog cilindričnog rezonatora



a)



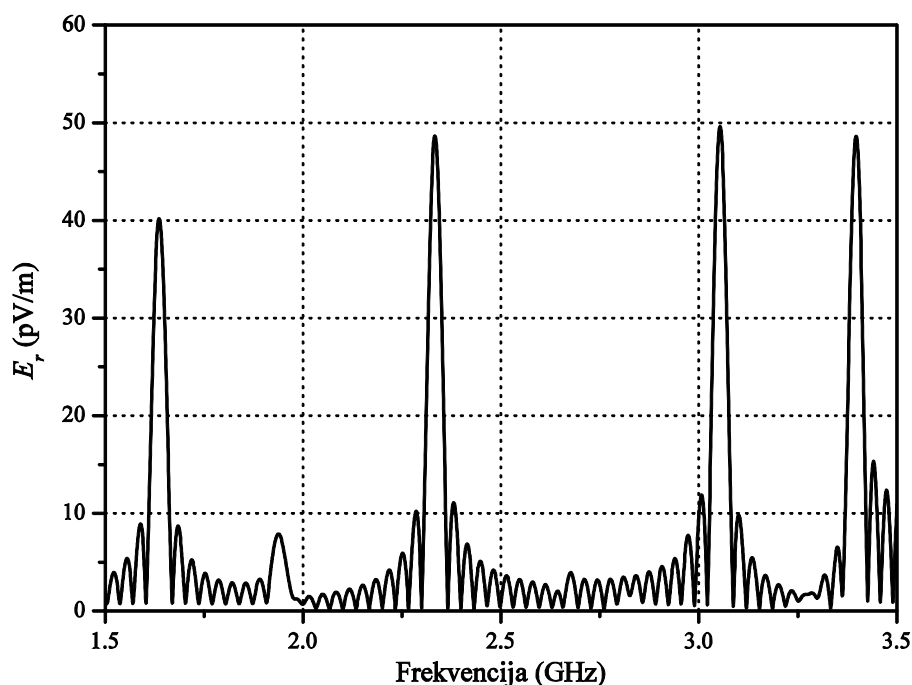
b)

Sl. 3.8 Rezonanta frekvencija cilindričnog rezonatora u funkciji koraka diskretizacije za  
a)  $TE_{111}$  mod, b)  $TM_{011}$  mod

promena vrednosti rezonantnih frekvencija nije skokovita kao prilikom primene pravougaone mreže (Sl. 3.8). Na osnovu prezentovanih rezultata, izvodi se zaključak da cilindrična mreža  $(\varphi \times r \times z) = (36 \times 14 \times 32)$  (16.128 čvorova) obezbeđuje zadovoljavajuću tačnost rezultata.

Rezolucija cilindrične mreže,  $\Delta\varphi = 360/36 = 10^\circ$ ,  $\Delta r = 7/14 = 0.5$  cm,  $\Delta z = 14.24/32 = 0.445$  cm, upotrebljena je za modelovanje razmatranog rezonatora, pri čemu je korišćena impulsna pobuda sve tri komponente električnog polja u liniji  $(\varphi_p, \varphi_k, r_p, r_k, z_p, z_k) = (1, 1, 1, 14, 17, 17)$ , a odziv posmatran u tački  $(\varphi, r, z) = (19, 9, 17)$ . Na Sl. 3.9, prikazani su rezultati modelovanja, koji ilustruju  $E_r$  komponentu električnog polja, u frekvencijskom opsegu  $f = [1.5 \div 3.5]$  GHz.

U Tabeli 3.1, numerički TLM rezultati modelovanja, koji predstavljaju vrednosti rezonantnih frekvencija razmatranog cilindričnog rezonatora, upoređeni su sa analitičkim vrednostima (jednačine (3.18) i (3.21)), kao i sa odgovarajućim vrednostima dobijenim primenom pravougaone TLM mreže. Poređenje prezentovanih vrednosti rezonantnih frekvencija pobuđenih modova u frekvencijskom opsegu  $f = [1.5 \div 3.5]$  GHz pokazuje da cilindrična TLM mreža, sa datom rezolucijom i impulsnom pobudom, obezbeđuje dobijanje rezultata koji su u dobroj saglasnosti sa analitičkim vrednostima (sa greškom  $\Delta f < 5$  MHz) i



Sl. 3.9  $E_r$  komponenta polja dobijena primenom cilindrične TLM mreže sa impulsnom pobudom

Tabela 3.1. Poređenje rezultata TLM modelovanja cilindričnog rezonatora korišćenjem pravougaone i cilindrične mreže sa analitičkim vrednostima

Mod $m,n,p$	Rezonantna frekvencija (GHz)		
	Analitička vrednost	3DTLMrec_imp	3DTLMcyl_imp
TE <sub>111</sub>	1.638	1.633	1.637
TM <sub>011</sub>	1.948	1.951	1.938
TE <sub>211</sub>	2.333	2.324	2.333
TE <sub>311</sub>	3.051	3.022	3.053
TE <sub>113</sub>	3.398	3.388	3.397

vrednostima dobijenim kao rezultat primene TLM metoda u pravougaonom koordinatnom sistemu. Pri tome, korišćen je manji broj čvorova za modelovanje rezonatora u cilindričnom koordinatnom sistemu.

Poboljšanje tačnosti rezultata modelovanja cilindričnog rezonatora može se postići povećanjem rezolucije TLM mreže, naročito u pravougaonom koordinatnom sistemu, gde je prisutna greška usled aproksimativnog modelovanja kružnih graničnih površi. Direktna posledica korišćenja mreže veće rezolucije je duže trajanje simulacije, što nije nužno značajan problem, imajući u vidu brzine sadašnjih procesora. Međutim, neminovan problem koji nastaje zbog primene mreže veće rezolucija, naročito u pravougaonoj TLM mreži, odnosi se na ograničenu primenu kompaktnog žičanog modela, koji zahteva odgovarajući odnos između poluprečnika žičanog elementa i dimenzija TLM ćelije u ravni poprečnog preseka žice [54]. Zbog strukture cilindrične TLM mreže, ovaj problem je manje izražen prilikom primene integralnog cilindričnog TLM metoda, čemu će dodatna pažnja biti posvećena u okviru poglavlja 3.2.1.4.

### 3.2.1.2 Cilindrični rezonator sa pobudnom sondom

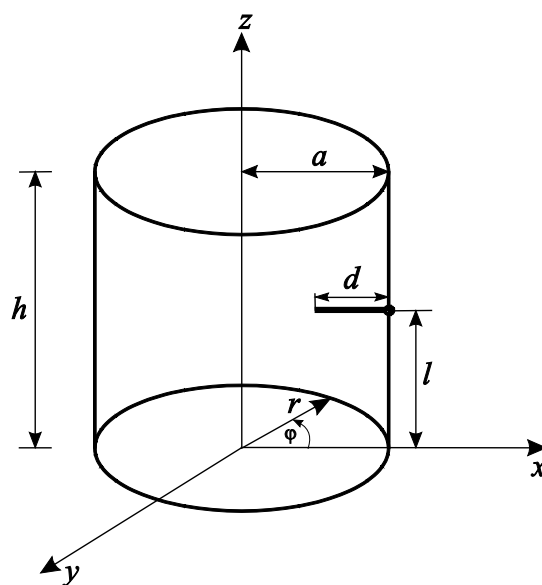
Prethodno prikazani rezultati dobijeni primenom integralnog cilindričnog TLM metoda pokazuju dobro slaganje sa analitičkim vrednostima. Međutim, oni mogu odstupati od eksperimentalnih rezultata zbog zanemarivanja uticaja žičanih elemenata, koji se u praksi koriste kao ulazni i izlazni portovi. Realizovan program *3DTLMyl\_cw*, zahvaljujući



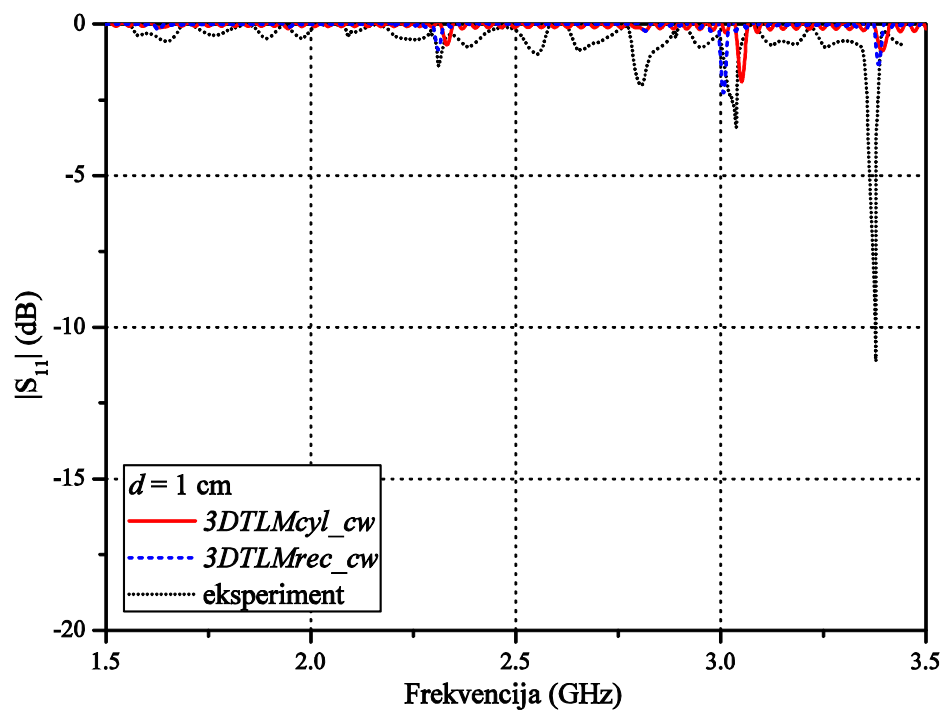
implementaciji kompaktnog žičanog modela, omogućava modelovanje realnih parametra žičanih elemenata i njihove sprege sa elektromagnetnim poljem. U okviru ovog odeljka, primenljivost i tačnost realizovanog *3DTLMyl\_cw* softvera ispitana je na primeru cilindričnog rezonatora u prisustvu radijalno postavljene pobudne sonde, u obliku pravog žičanog provodnika (Sl. 3.10). Simulacije su izvršene za različite dimenzije sonde (dužina i poluprečnik), dok je za modelovanje rezonatora korišćena cilindrična mreža rezolucije  $(\varphi \times r \times z) = (36 \times 14 \times 32)$  čvorova ( $\Delta\varphi = 2\pi/36 = 10^\circ$ ,  $\Delta r = r/14 = 0.5$  cm,  $\Delta z = h/32 = 0.445$  cm). Ista struktura je modelovana i TLM metodom u pravougaonom koordinatnom sistemu primenom mreže rezolucije  $(x \times y \times z) = (43 \times 43 \times 32)$  čvorova ( $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.33$ ).

U cilju verifikacije integralnog cilindričnog TLM metoda, sa aspekta određivanja rezonantnih frekvencija na osnovu karakteristike refleksije, izvršena su merenja karakteristike refleksije eksperimentalnog modela rezonatora (Sl. 3.4), za različite dužine pobudne sonde u opsegu  $d = [1 \div 5]$  cm i konstantnu vrednost poluprečnika sonde, koji iznosi  $r = 0.5$  mm

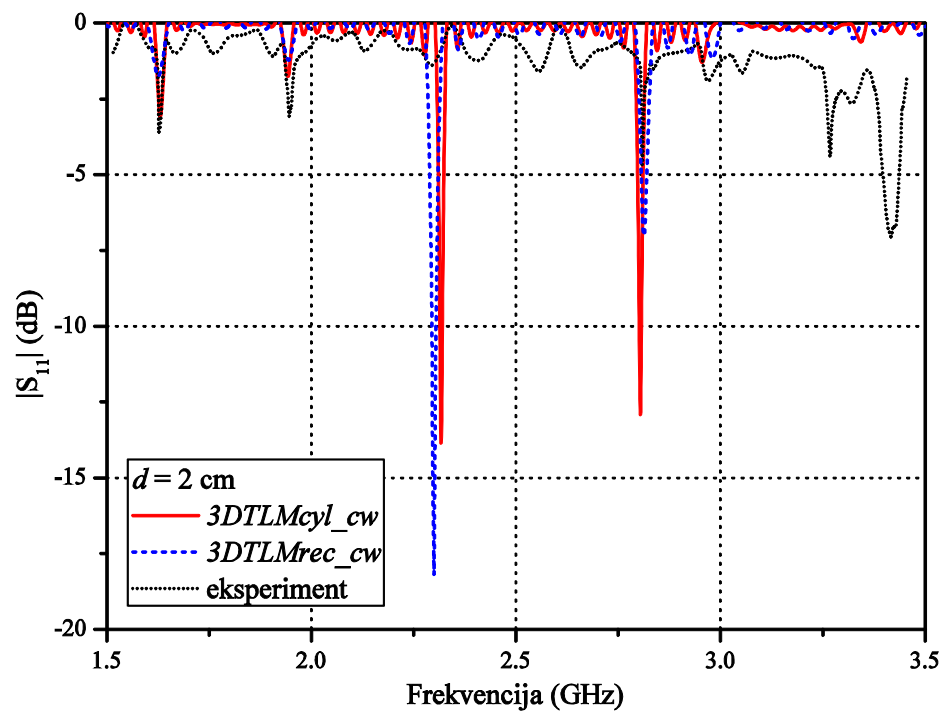
Karakteristike refleksije, dobijene numeričkim i eksperimentalnim putem, za različite dužine sonde, prikazane su na Sl. 3.11. Kao što se može primetiti, postignuto je dobro slaganje između numeričkih i merenih rezultata po pitanju vrednosti rezonantnih frekvencija, dok su kod nivoa elektromagnetnog polja prisutna odstupanja u manjoj ili većoj meri u zavisnosti od razmatranog moda i dužine sonde. Odstupanja u pogledu nivoa karakteristika refleksije posledica su samog postupka modelovanja u kojem je pretpostavljeno da su zidovi i žica načinjeni od idealno provodnog materijala, te su time zanemareni gubici koji postoje u praksi.



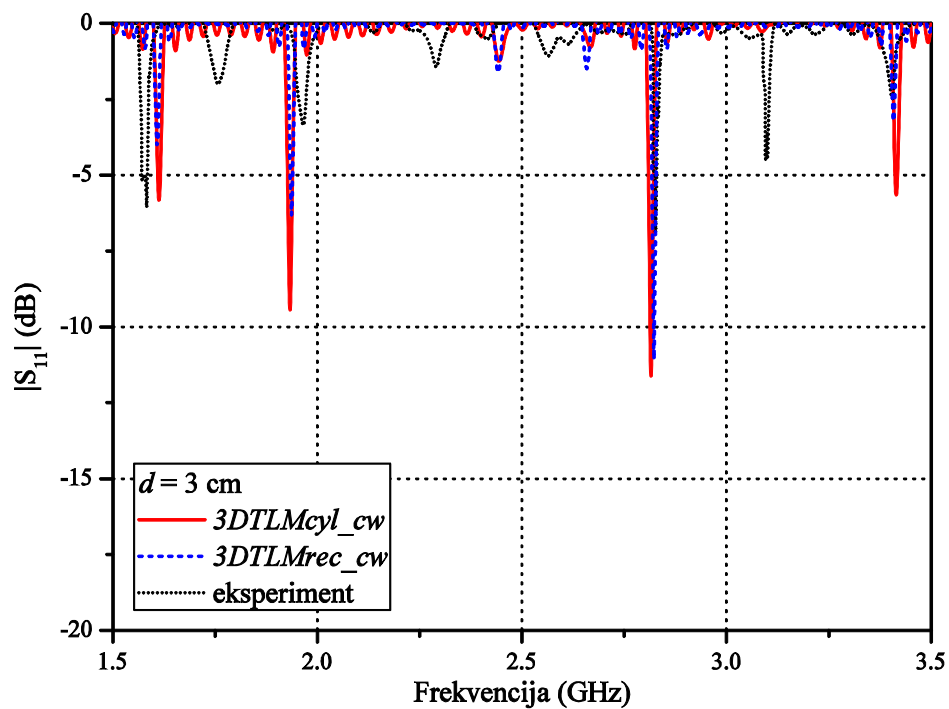
Sl. 3.10 Model cilindričnog rezonatora sa pobudnom sondom



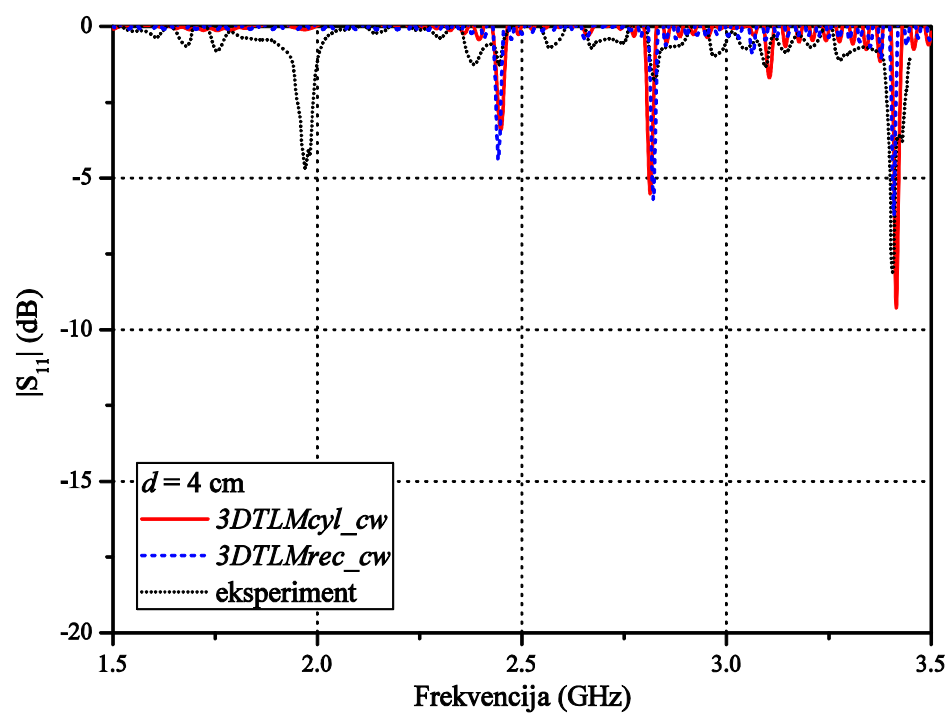
a)



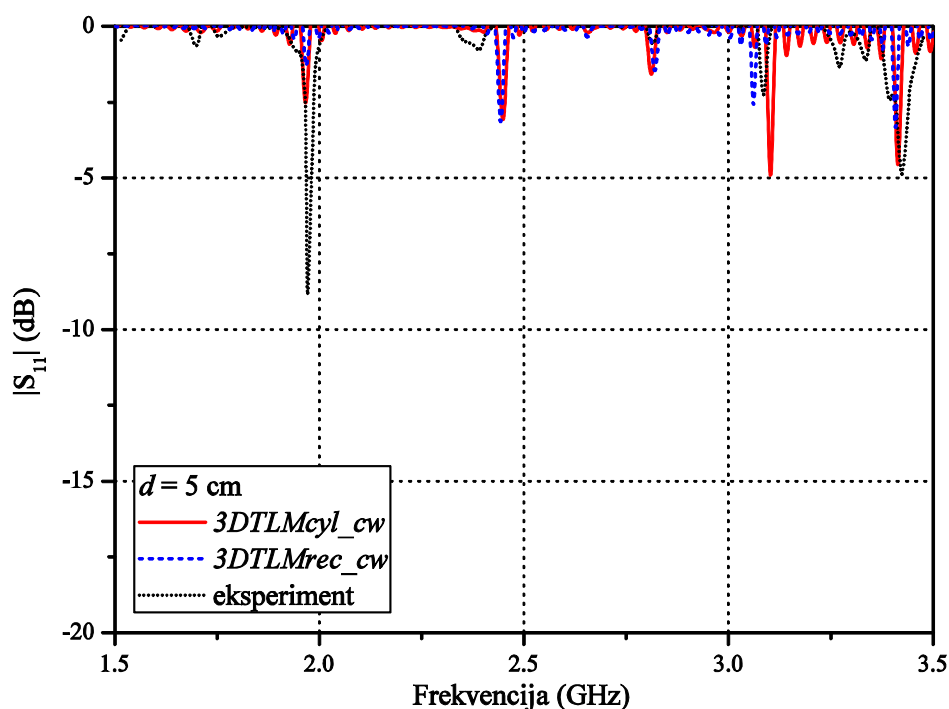
b)



c)



d)



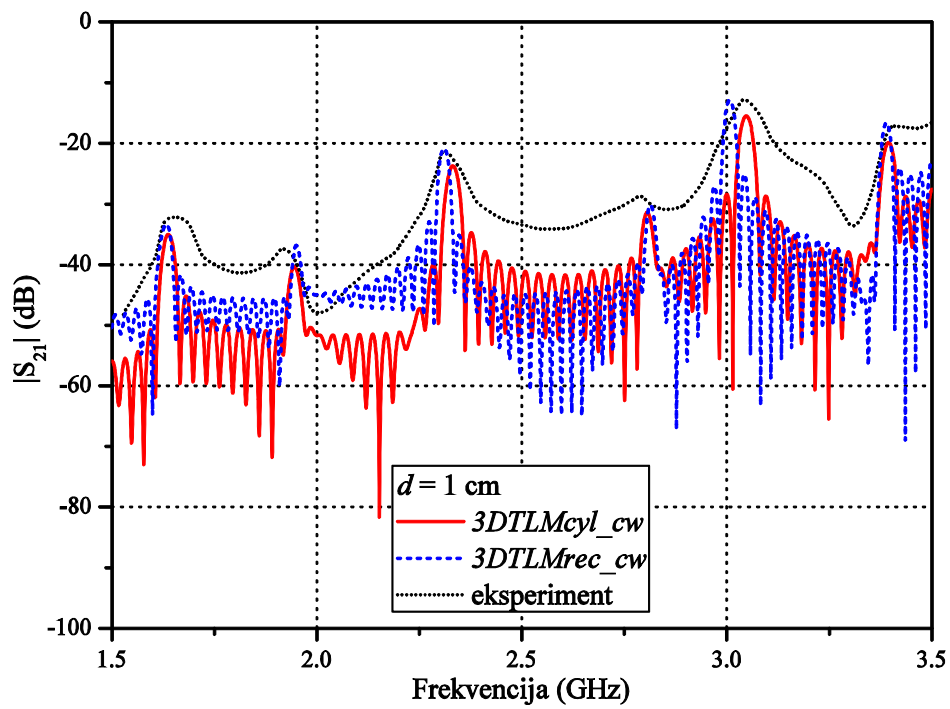
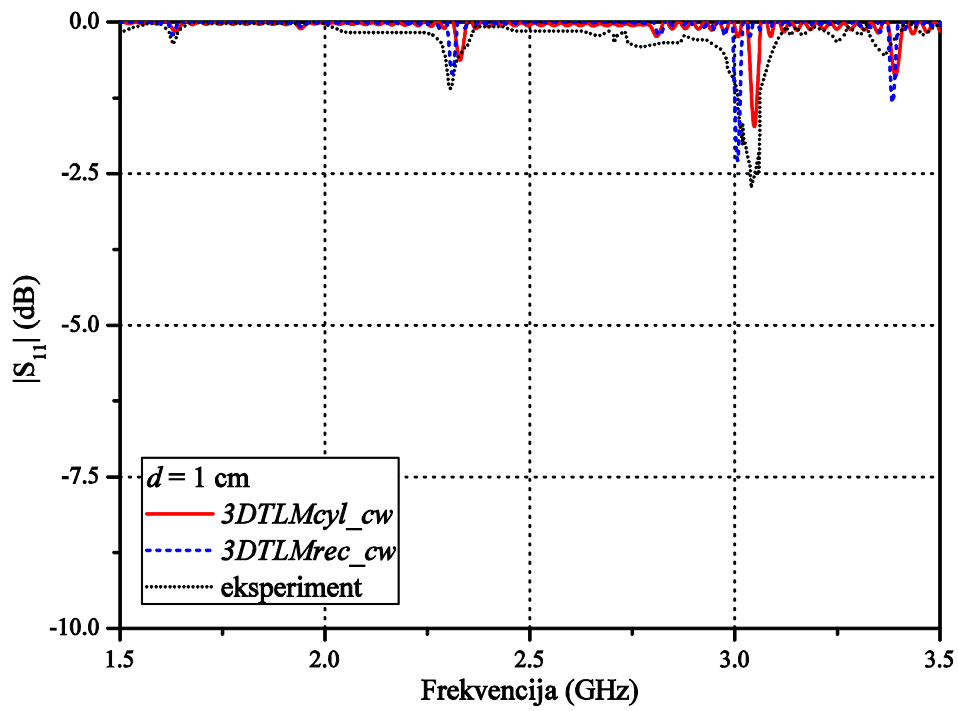
e)

Sl. 3.11 Karakteristike refleksije cilindričnog rezonatora sa pobudnom sondom za različite dužine sonde

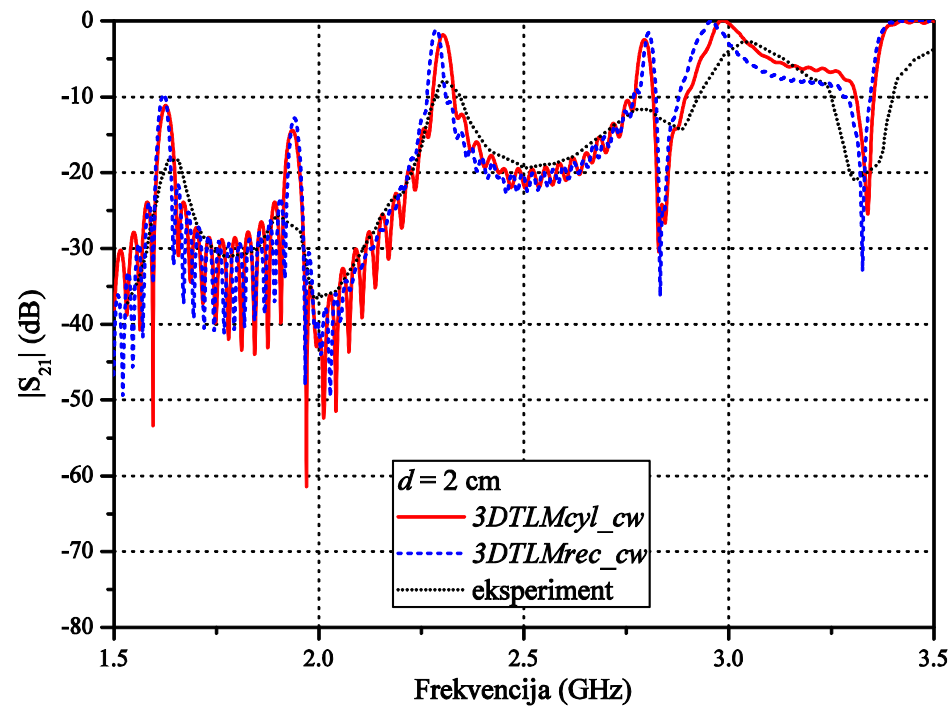
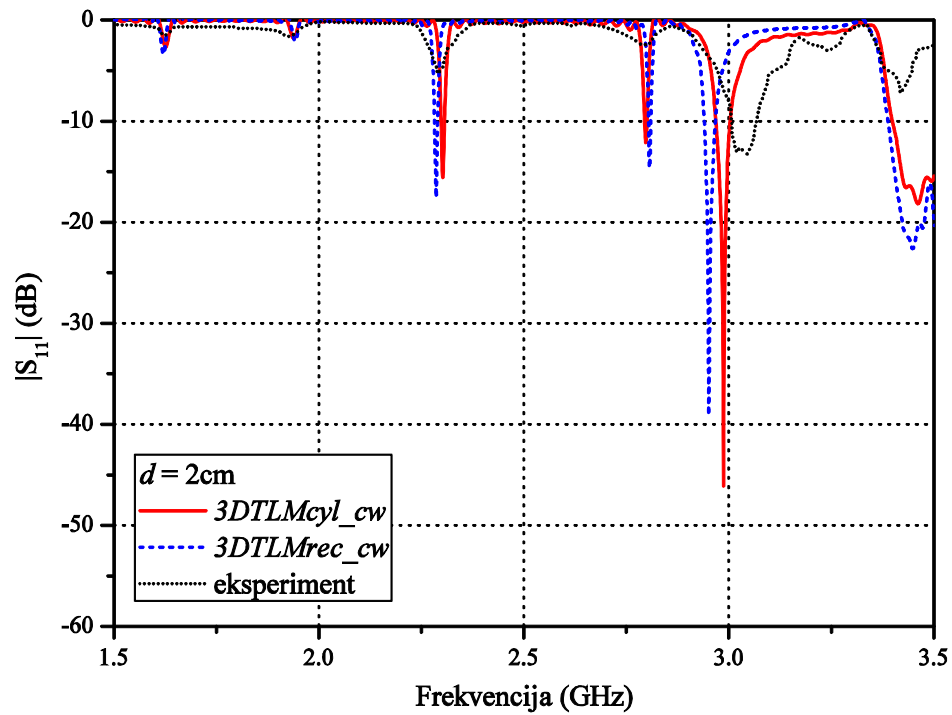
### 3.2.1.3 Cilindrični rezonator sa pobudnom i prijemnom sondom

U prethodnom primeru, verifikacija metoda je izvršena poređenjem karakteristika refleksije cilindričnog rezonatora u slučaju kada se pobudna sonda istovremeno koristi i kao prijemna. Budući da u brojnim praktičnim primenama rezonatora postoji potreba za određivanje sprege dva ili više elemenata na osnovu karakteristike transmisije, integralni cilindrični TLM metod primenjen je za dobijanje odziva simulacije u vidu karakteristika refleksije i transmisije na primeru praznog cilindričnog rezonatora u koji su implementirane dve žičane sonde. Rezultati predstavljeni u ovom odeljku, zasnovani su na identičnim rezolucijama pravougaone i cilindrične TLM mreže kao i u prethodnom primeru, za koje je prethodno pokazano da obezbeđuju korektno modelovanje. Poluprečnik sonde je izabran da bude  $r = 0.5$  mm, u skladu sa dimenzijama žičanih sondi koje su korišćene prilikom merenja, pri čemu su dužine sonde istovremeno menjane u opsegu  $d_1 = d_2 = d = [1.0 \div 5.0]$  cm.

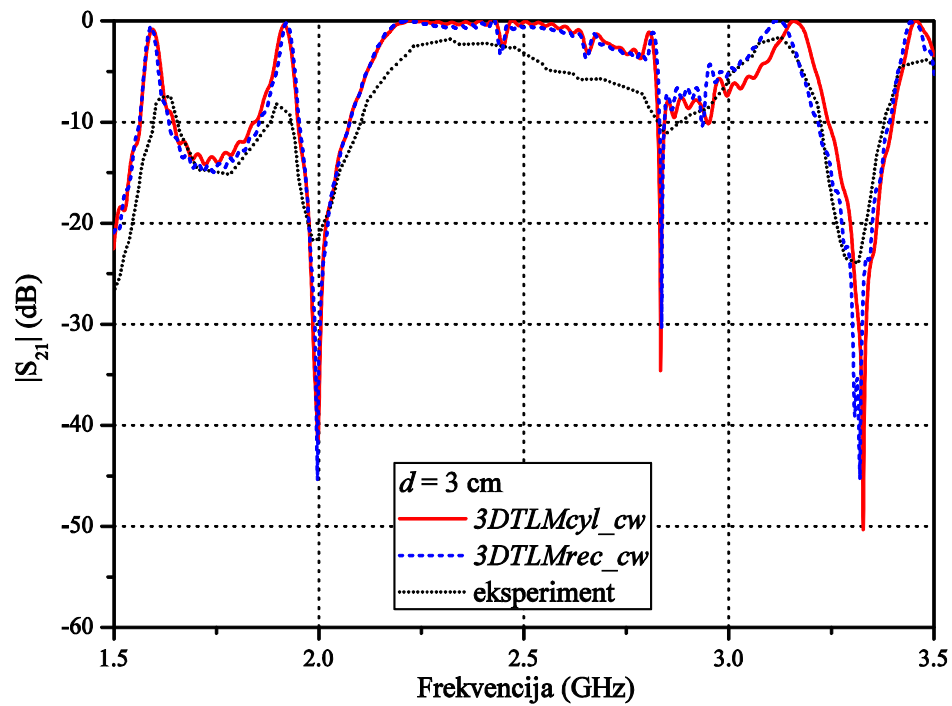
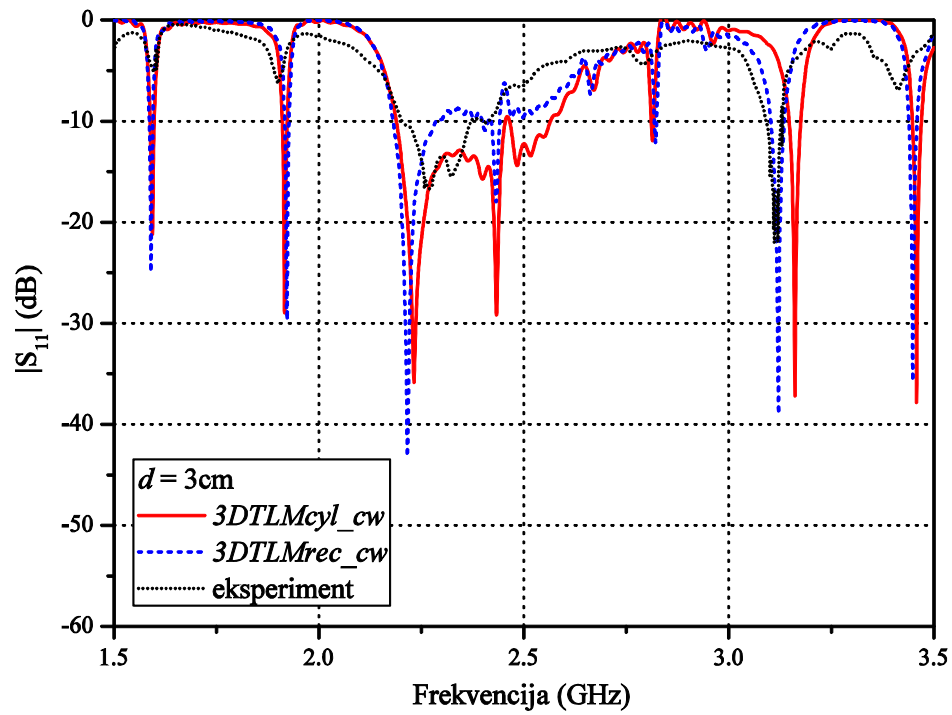
Na Sl. 3.12, prikazane su uporedne karakteristike refleksije i transmisije, respektivno, dobijene integralnim cilindričnim TLM metodom i integralnim pravougaonim TLM metodom, kao i odgovarajuće eksperimentalno dobijene karakteristike.



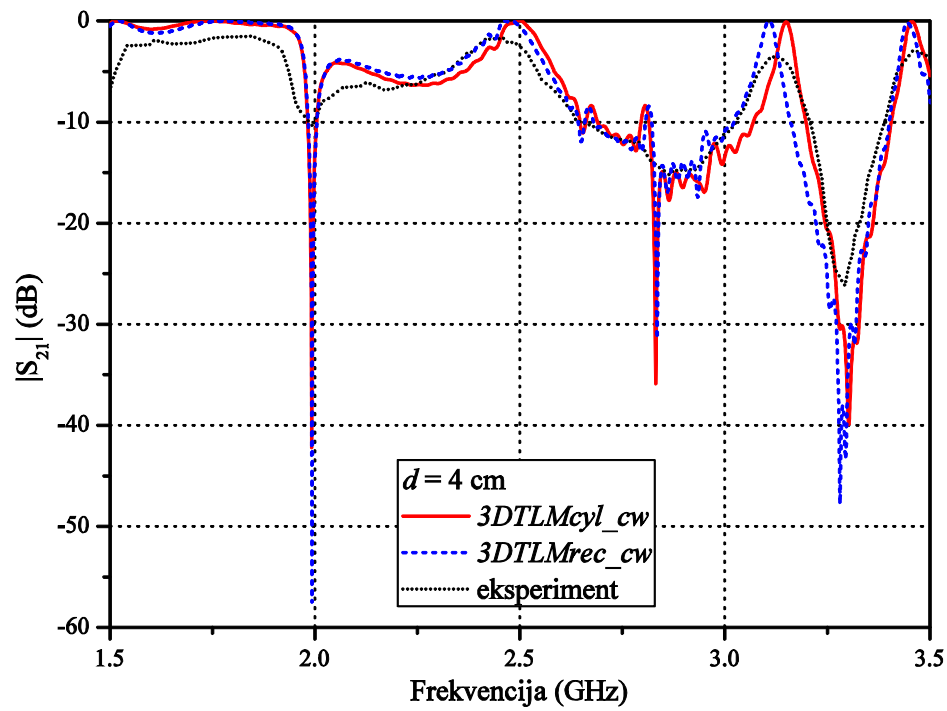
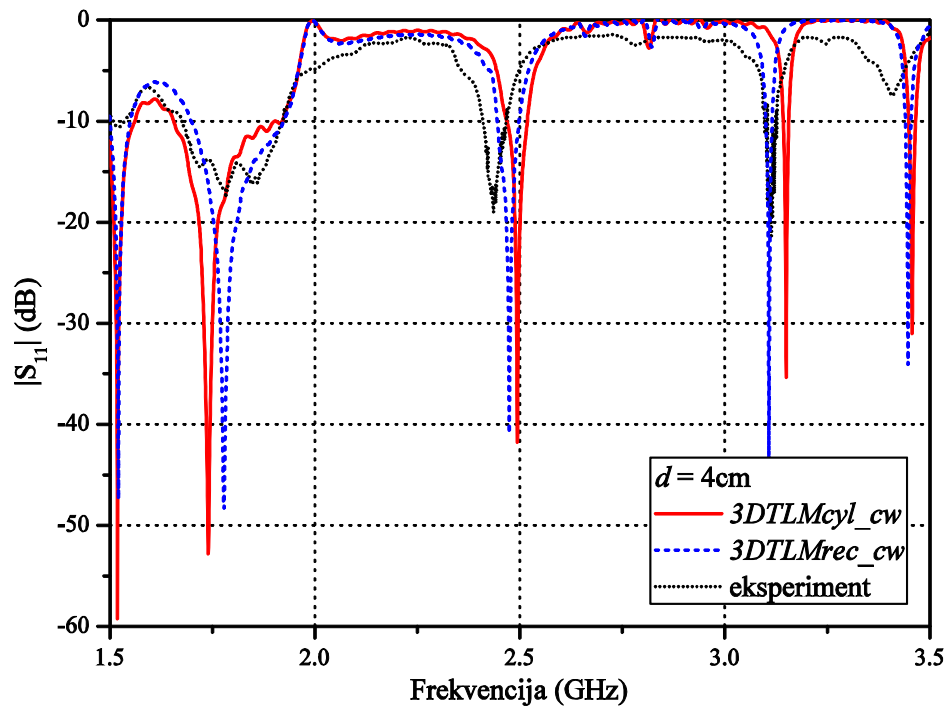
a)



b)

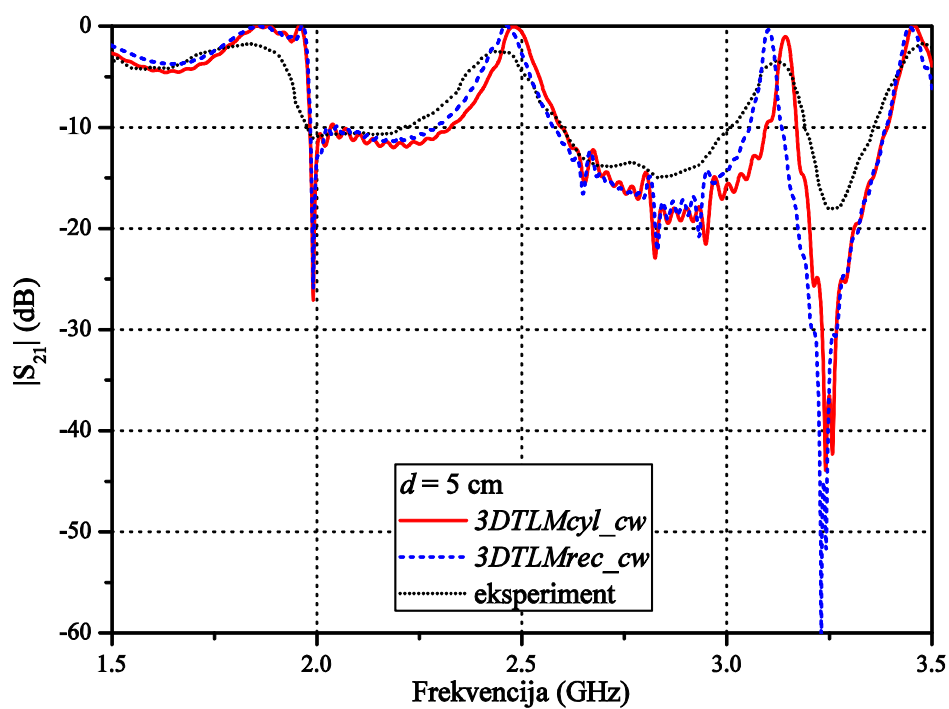
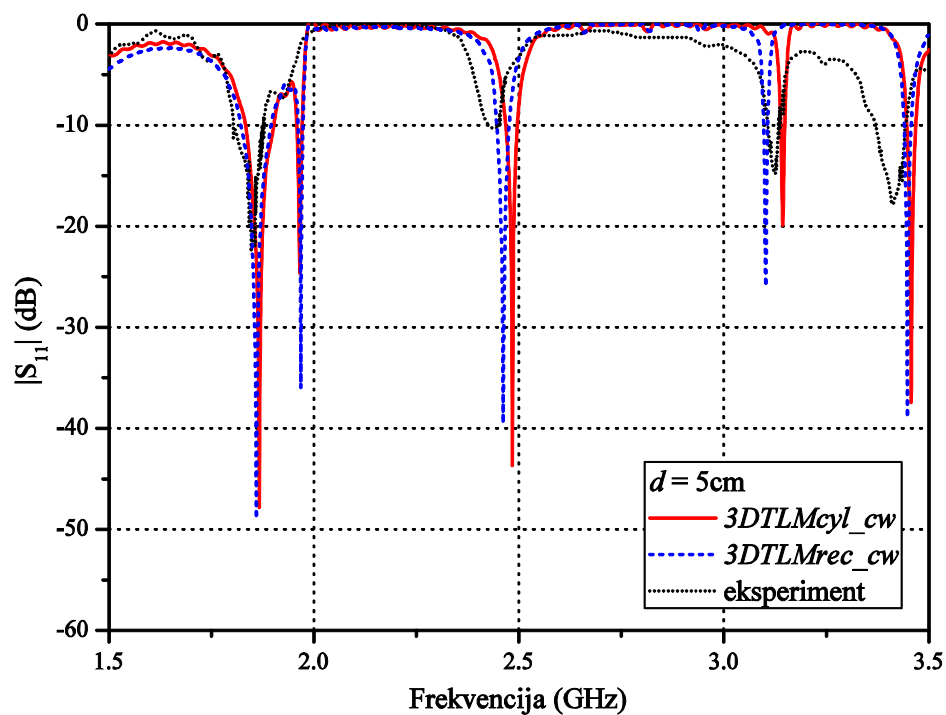


c)



d)





e)

Sl. 3.12 Karakteristike refleksije i transmisije cilindričnog rezonatora sa spregnutim sondama za dužine sonde a) 1cm, b) 2cm, c) 3cm, d) 4cm, e) 5cm

Prezentovani rezultati pokazuju veoma dobro slaganje simuliranih vrednosti rezonantnih frekvencija sa eksperimentalnim vrednostima, čime se potvrđuje da se TLM metod baziran na cilindričnom koordinatnom sistemu i sa implementiranim kompaktnim žičanim modelom može koristiti kao efikasan alat za modelovanje i analizu karakteristika refleksije i transmisije u cilindričnom rezonatoru sa spregnutim sondama.

Međutim, mogu se uočiti oscilacije kod krivih koje odgovaraju karakteristikama transmisije dobijenih numeričkim putem za razliku od onih dobijenih eksperimentalnim putem. Oscilacije su posledica samog postupka numeričkog modelovanja, u kojem je pretpostavljeno da su zidovi napravljeni od savršeno provodnog metala, odnosno bez gubitaka, te je potrebno vršiti odsecanje funkcije u vremenskom domenu. Korišćenjem prozorskih funkcija u obradi simuliranih rezultata ili uvođenjem gubitaka u zidovima moguće je redukovati oscilacije, kao i pikove datih karakteristika, čime bi bilo postignuto bolje slaganje sa merenim rezultatima.

### **3.2.1.4 Uticaj žičanih elemenata na rezonantne frekvencije**

Prethodno ilustrovani rezultati, koji se odnose na problem modelovanja rezonatora cilindrične geometrije u prisustvu pobudne sonde ili spregnutih sondi, pokazuju da integralni cilindrični TLM metod može predstavljati pouzdan alat u procesu projektovanja aplikatora sa stanovišta raspodele elektromagnetnog polja i određivanja rezonantnih frekvencija, odnosno identifikacije pobuđenih modova. S obzirom na evidentno odlično slaganje rezultata zasnovanih na primeni cilindrične i pravougaone TLM mreže, u ovom odeljku akcenat je stavljen na poređenje njihovih mogućnosti i ograničenja po pitanju modelovanja žičanih elemenata različitih dimenzija. Takođe, biće potvrđeni relevantni zaključci u vezi sa uticajem žičanih struktura na raspodelu elektromagnetnog polja u rezonatoru i vrednosti frekvencija pobuđenih modova.

#### **3.2.1.4.1 Uticaj dužine sondi na rezonantne frekvencije**

Detaljnim razmatranjem vrednosti rezonantnih frekvencija i nivoa elektromagnetnog polja cilindričnog rezonatora na osnovu prethodno prikazanih karakteristika refleksije i transmisije, za različite dužine sondi, zaključuje se da se oni značajno menjaju sa promenom dužine sondi.

U Tabeli 3.2, vrednosti frekvencija pobuđenih modova u frekvencijskom opsegu  $f = [1.5 \div 3.5]$  GHz, koje odgovaraju karakteristikama refleksije dobijenih primenom

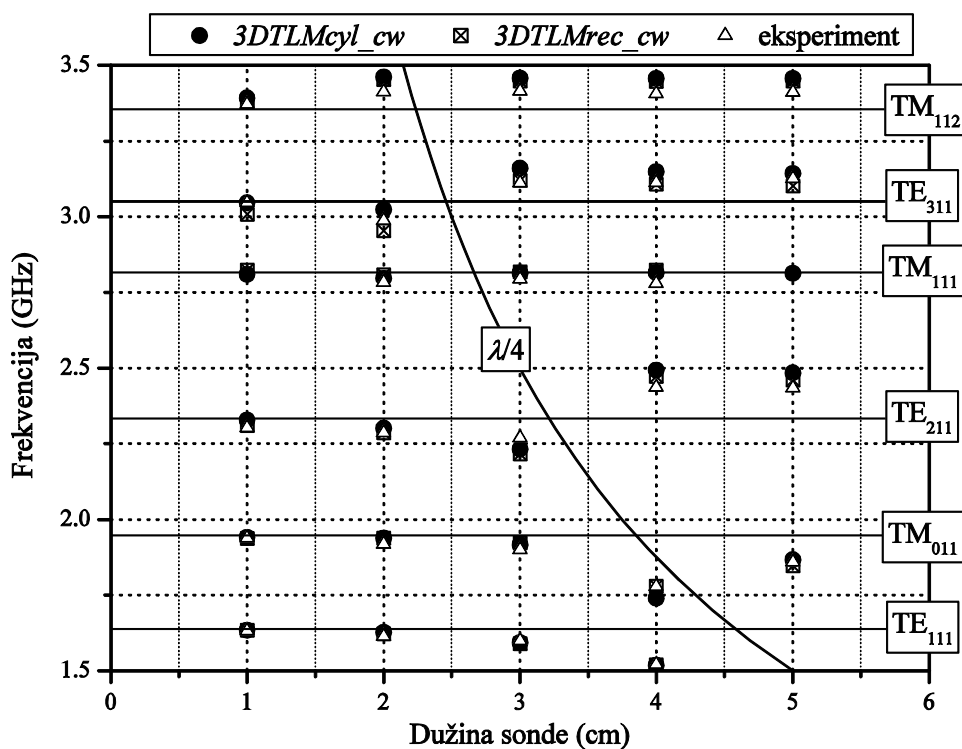
integralnog TLM metoda u cilindričnom koordinatnom sistemu, u prisustvu jedne i dveju sonde dužina  $d = 3$  cm, upoređene su sa vrednostima baziranim na TLM metodu sa impulsnom pobudom, kao i sa analitičkim i eksperimentalnim rezultatima.

Pored primetno boljeg slaganja sa eksperimentalnim rezultatima, u odnosu na one dobijene primenom impulsne pobude ili proračunate analitički, numeričkim putem dobijene vrednosti pokazuju uticaj sonde na promenu rezonantnih frekvencija uspostavljenih modova, što, svakako, treba uzeti u obzir prilikom projektovanja ovih rezonantnih struktura. Zapaža se da mod  $TE_{211}$  ne može biti detektovan na osnovu karakteristike refleksije kada se pobudna sonda koristi kao prijemna. Razlog za to leži u činjenici da je frekvencija tog moda veoma bliska frekvenciji koja odgovara četvrtini talasne dužine za datu dužinu sonde 3cm.

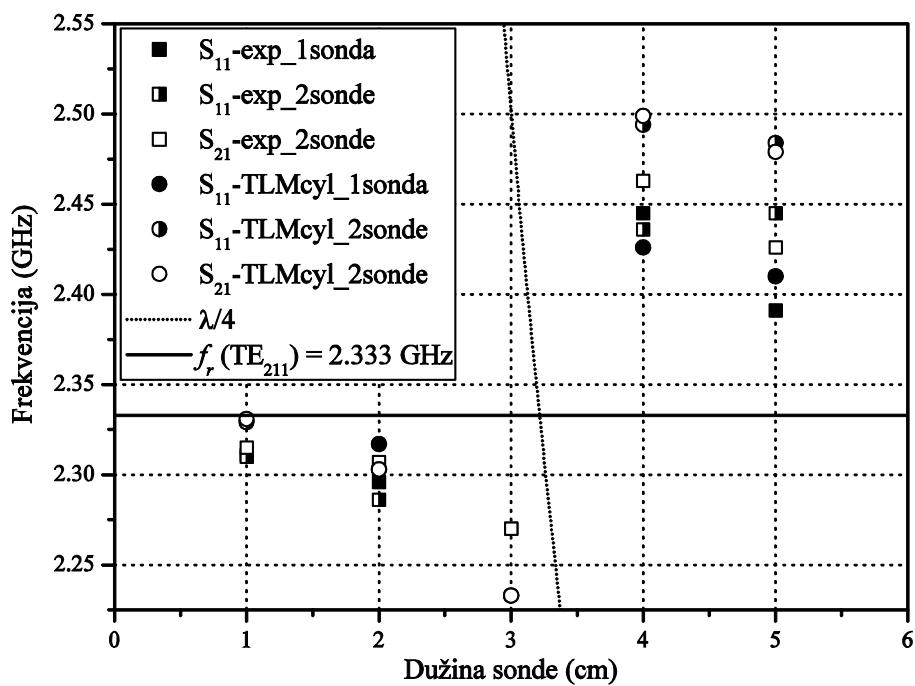
Na pomeranje rezonantnih frekvencija, kao i na nivo elektromagnetnog polja, značajan uticaj ima i dužina sonde, što je razmatrano kod oba tipa rezonatora, sa jednom ili dve sonde. Uticaj promene dužine sonde na modove, pobuđene u razmatranom frekvencijskom opsegu, detaljno je prikazano na Sl. 3.13. Pored vrednosti dobijenih *3DTLMcyl\_cw* solverom, dati su i TLM rezultati bazirani na pravougaonoj mreži, kao i merene vrednosti. Svi rezultati temeljeni su na odgovarajućim karakteristikama refleksije, u prisustvu i pobudne i prijemne sonde. Na slici je, takođe, ilustrovana i kriva vrednosti dužine sonde, koje odgovaraju četvrtini talasne dužine na odgovarajućoj frekvenciji. Ova kriva predstavlja granicu na kojoj impedansa sonde menja karakter, odnosno prelazi iz kapacitivnog u induktivno područje. Radi detaljnijeg pregleda, na Sl. 3.14, prikazani su analogni rezultati samo za mod  $TE_{211}$ .

Tabela 3.2. Numeričke i merene vrednosti pobuđenih modova cilindričnog rezonatora za dužinu sonde  $d = 3$  cm u frekvencijskom opsegu  $f = [1.5 \div 3.5]$  GHz

Mod $m,n,p$	Analitička vrednost	Rezonantna frekvencija (GHz)				
		TLM metod			Merene vrednosti	
		Impulsna pobuda	1 sonda	2 sonde	1 sonda	2 sonde
$TE_{111}$	1.638	1.637	1.613	1.595	1.582	1.599
$TM_{011}$	1.948	1.938	1.933	1.917	1.966	1.900
$TE_{211}$	2.333	2.333	-	2.233	-	2.270
$TE_{311}$	3.051	3.053	3.114	3.161	3.095	3.111
$TM_{112}$	3.355	3.397	3.415	3.458	3.407	3.415



Sl. 3.13 Zavisnost rezonantnih frekvencija pobuđenih modova u neopterećenom cilindričnom rezonatoru od dužine sonde



Sl. 3.14 Zavisnost rezonantnih frekvencija moda  $TE_{211}$  u neopterećenom cilindričnom rezonatoru od dužine sonde

Prikazani rezultati potvrđuju efekat prisustva i dimenzija pobudne i prijemne sonde na vrednosti rezonantnih modova u cilindričnom rezonatoru. U području kapacitivnog karaktera ulazne impedanse sonde ( $d < \lambda/4$ ), sa povećanjem dužine sonde vrednosti rezonantnih modova se pomeraju ka nižim vrednostima u odnosu na teorijski slučaj. Sa druge strane, za dužine sonde, koje pripadaju području induktivnog karaktera sonde ( $d > \lambda/4$ ), rezonantne frekvencije imaju veće vrednosti u odnosu na teorijske vrednosti. Takođe se uočava da je, u slučaju sonde malih dužina ( $d = 1\text{cm}$ ), veoma teško detektovati neke modove na osnovu karakteristike refleksije, jer je odgovarajući nivo polja veoma mali. Analizom rezultata, koji predstavljaju karakteristike transmisije (Sl. 3.12), nameće se zaključak da je u takvim slučajevima za detekciju modova pogodnije koristiti postupak transmisije [13]. Konačno, zapaža se da za dužine sonde bliske  $\lambda/4$  odgovarajući modovi ne mogu biti detektovani na osnovu karakteristike refleksije kada se pobudna sonda koristi kao prijemna, već je potrebno koristiti postupak refleksije ili transmisije u prisustvu obeju sonde.

Ova zapažanja pružaju jasniji uvid u sam značaj obuhvatanja žičanih struktura celokupnim modelom analiziranog rezonatora, čime se doprinosi dobijanju pouzdanije informacije o pobuđenim modovima unutar rezonatora.

#### **3.2.1.4.2 *Maksimalni poluprečnik sonde***

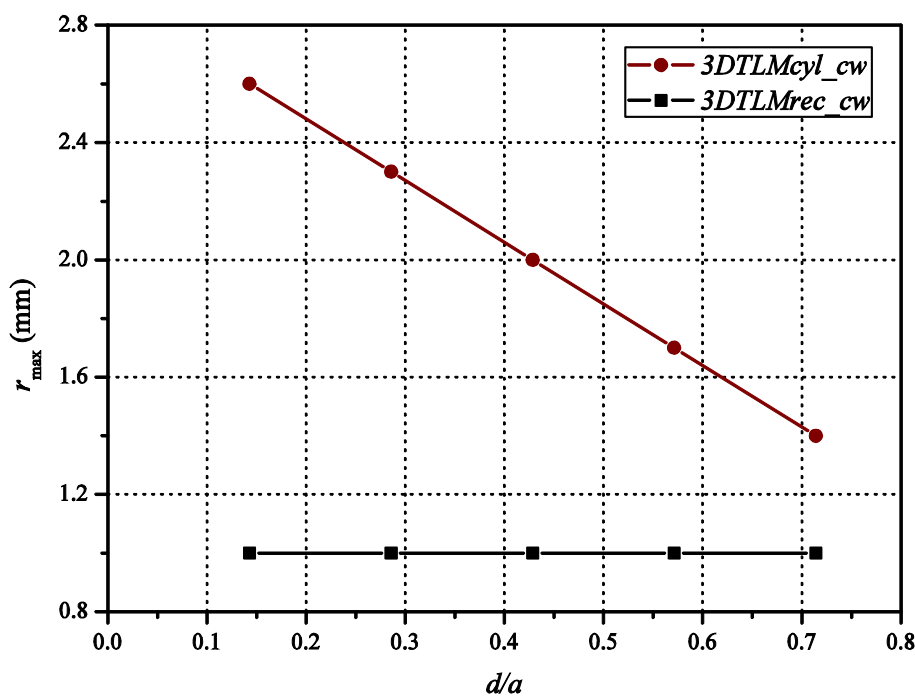
Istraživanje sprovedeno na prethodnim primerima dovodi do zaključka da integralni cilindrični i pravougaoni TLM metod obezbeđuju skoro istu preciznost, u pogledu nivoa elektromagnetnog polja i vrednosti rezonantnih frekvencija. Pri tome, osnovna prednost cilindrične mreže vidi se u korišćenju manjeg broja čvorova za modelovanje istog problema, zahvaljujući preciznom modelovanju kružnih graničnih površi nezavisno od primenjene rezolucije. Budući da je rezolucija mreže direktno uslovljena dimenzijama žičanog elementa, u ovom delu istraživanja akcenat je stavljen na još neke prednosti cilindrične TLM mreže koje proističu direktno iz ove veze.

U praksi, sonde su pričvršćene za zid rezonatora u radijalnom pravcu, što znači da odgovarajući žičani model u cilindričnoj mreži, koja podrazumeva promenljive dimenzije poprečnog preseka čvorova u radijalnom pravcu, prolazi najpre kroz TLM čvorove najvećeg poprečnog preseka. Kako se dužina sonde povećava, tj. kako se približava aksijalnoj osi rezonatora, žičani model prolazi kroz čvorove manjeg poprečnog preseka. Maksimalni poluprečnik radijalno postavljene sonde određen je minimalnom dimenzijom poprečnog preseka čvorova duž sonde, odnosno poslednjeg čvora u pravcu sonde. Prema tome,

maksimalni poluprečnik sonde, koji obezbeđuje konvergenciju rezultata, zavisi od dužine provodnika, što nije slučaj kod pravougaone mreže zbog njene uniformnosti duž žičanog segmenta.

U cilju poređenja mogućnosti TLM metoda u pravougaonom i cilindričnom koordinatnom sistemu, primenom oba pristupa izvršena je analiza cilindričnog rezonatora za različite dužine i poluprečnike sonde, kako bi se utvrdila maksimalna vrednost poluprečnika sonde, koju je moguće modelovati na ove načine. Na Sl. 3.15, za obe primenjene TLM mreže, pravougaonu i cilindričnu, prikazana je vrednost maksimalnog poluprečnika sonde, kada je dužina sonde menjana u opsegu  $d_1 = d_2 = d = [1 \div 5]$  cm.

Očigledno je da se maksimalni poluprečnik sonde, koji obezbeđuje konvergenciju rezultata pri primeni cilindrične mreže, smanjuje sa povećanjem dužine sonde, dok ostaje konstantan nezavisno od dužine sonde kada se koristi pravougaona mreža. U konkretnom slučaju, zbog zahteva implementacije kompaktnog žičanog modela, koji podrazumeva odgovarajući odnos dimenzija žice i dimenzija poprečnog preseka čvora, kroz koji žičani segment prolazi, pravougaoni TLM model se može primeniti za vrednosti poluprečnika sonde  $r = 1.0$  mm, dok je cilindričnim modelom moguće modelovati sonde poluprečnika



Sl. 3.15 Zavisnost maksimalnog poluprečnika sonde od normalizovane dužine sonde za cilindrični i pravougaoni TLM model praznog cilindričnog rezonatora

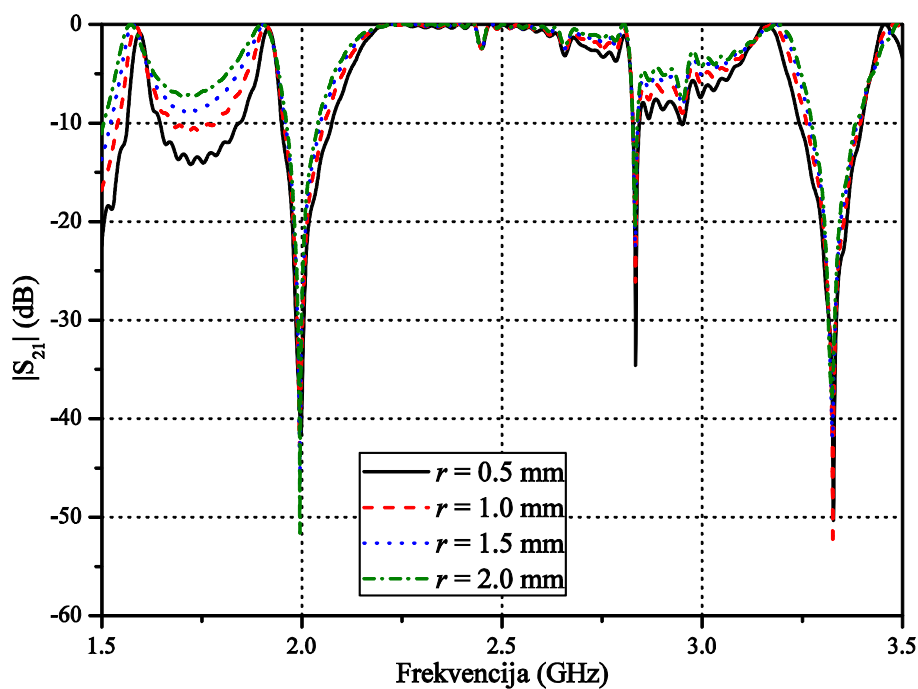
$r = 2.6$  mm za dužinu sonde  $d = 1$  cm. Može se zaključiti da predloženi model implementacije žičanog modela u cilindričnoj TLM mreži omogućava modelovanje žičanih sonde značajno većeg poluprečnika u poređenju sa žičanim modelom implementiranog u pravougaonu TLM mrežu [9]. Ova prednost cilindrične TLM mreže posebno dolazi do izražaja u primeru modelovanja koaksijalno opterećenih rezonatora, što će biti naknadno analizirano.

### 3.2.1.4.3 Uticaj poluprečnika sonde na rezonantne frekvencije

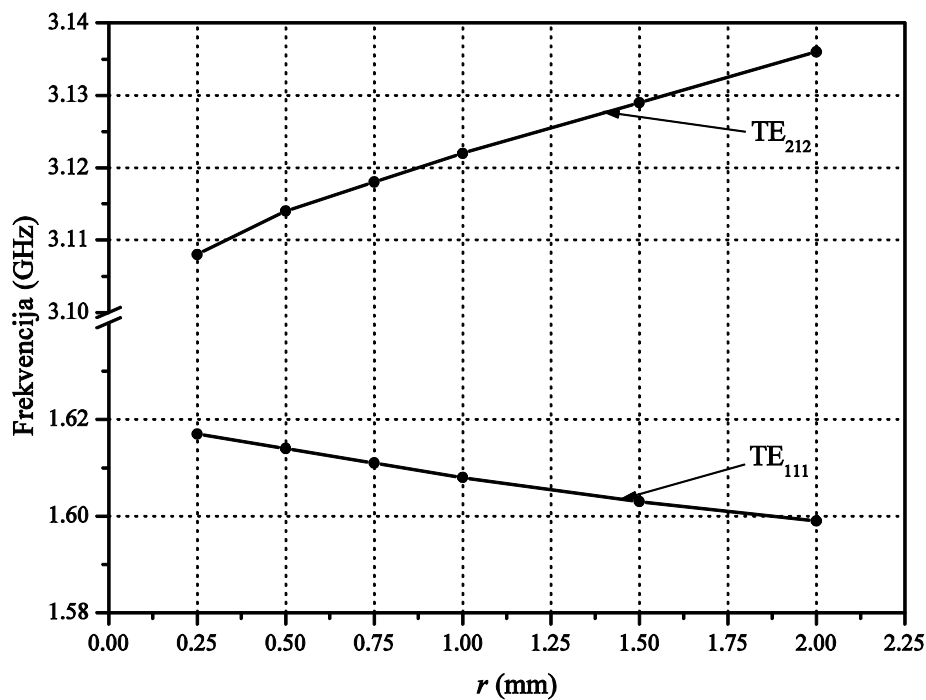
Dodatno je razmatran i uticaj poluprečnika žičane sonde na vrednosti rezonantnih frekvencija datog cilindričnog rezonatora. U cilju ilustracije, na Sl. 3.16 prikazane su karakteristike transmisije, u frekvencijskom opsegu  $f = [1.5 \div 3.5]$  GHz, za istu dužinu pobudne i prijemne sonde  $d_1 = d_2 = d = 3$  cm i poluprečnik u opsegu  $r = [0.5 \div 2.0]$  mm. Za datu dužinu sonde,  $r = 2.0$  mm je maksimalni poluprečnik sonde, koji obezbeđuje konvergenciju rezultata, kada se koristi cilindrična mreža.

Karakteristike transmisije, prikazane na Sl. 3.16, pokazuju da vrednosti rezonantnih frekvencija zavise od poluprečnika sonde  $r$ . Naime, zbog promene poluprečnika sonde, vrednosti rezonantnih frekvencija se razlikuju od referentnih, što je posledica karaktera impedanse sonde. Frekvencija koja, u skladu sa impedansom sonde, deli razmatrani frekvencijski opseg na kapacitivni i induktivni deo, odgovara četvrtini talasne dužine. Za razmatranu dužinu sonde ta frekvencija iznosi  $f = 2.5$  GHz. U frekvencijskom opsegu  $f = [1.5 \div 2.5]$  GHz, u kojem impedansa sonde ima kapacitivni karakter, vrednosti rezonantnih frekvencija pobuđenih modova se smanjuju sa povećanjem poluprečnika sonde. Sa druge strane, u oblasti induktivnog karaktera impedanse sonde,  $f = [2.5 \div 3.5]$  GHz, sa povećanjem radijusa žičanog provodnika, vrednosti rezonantnih frekvencija modova se povećavaju. Takođe, može se videti da u slučaju moda čija je rezonantna frekvencija bliska granici kapacitivnog i induktivnog područja ulazne impedanse sonde praktično nema pomeranja frekvencije usled promene poluprečnika sonde.

Prethodno opisano ponašanje rezonantnih modova se može bolje uočiti ako se posmatraju samo pojedini modovi. Iz tog razloga, na Sl. 3.17 ilustrovane su odgovarajuće zavisnosti rezonantnih frekvencija modova  $TE_{111}$  (kapacitivna oblast) i  $TE_{212}$  (induktivna oblast) od poluprečnika sonde, za slučaj pobudne sonde koja se istovremeno koristi i kao prijemna, dužine  $d = 3$  cm.



Sl. 3.16 Karakteristika transmisije praznog cilindričnog rezonatora za dužinu sonde  $d_1 = d_2 = d = 3$  cm i promenljiv poluprečnik sonde



Sl. 3.17 Zavisnost rezonantnih frekvencija od poluprečnika sonde za modove  $TE_{111}$  i  $TE_{212}$



Uticaj poluprečnika sonde na ostale modove, u frekvencijskom opsegu od interesa, prikazan je u Tabeli 3.3, na osnovu odgovarajućih karakteristika refleksije.

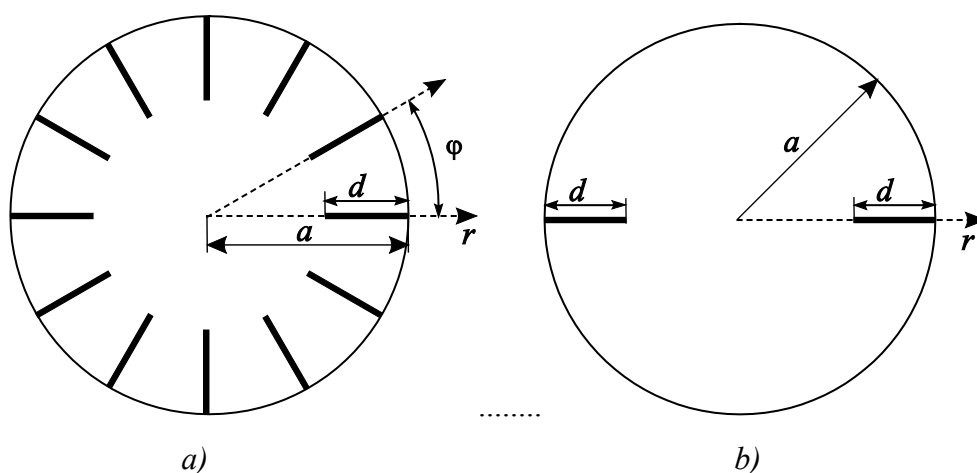
Prezentovani rezultati potvrđuju zaključke [55] koji su dobijeni modelovanjem razmatranog rezonatora primenom TLM modela u pravougaonom sistemu. Međutim, zbog zahteva u pogledu implementacije kompaktnog žičanog modela, koji se tiču odnosa dimenzija žice i dimenzija poprečnog preseka čvora kroz koji žičani segment prolazi, TLM pravougaoni model se može primeniti za manji opseg vrednosti poluprečnika sonde, za razliku od modela rezonatora sa žičanom sondom u cilindričnom koordinatnom sistemu.

Tabela 3.3. Numeričke vrednosti modova u zavisnosti od poluprečnika sonde za dužinu sonde  $d = 3$  cm

$r$ (mm)	Rezonantna frekvencija [GHz]				
	TE <sub>111</sub>	TM <sub>011</sub>	TM <sub>111</sub>	TE <sub>212</sub>	TM <sub>112</sub>
0.25	1.617	1.934	2.810	3.108	3.417
0.50	1.614	1.933	2.811	3.114	3.420
0.75	1.611	1.933	2.811	3.118	3.421
1.00	1.608	1.932	2.811	3.122	3.421
1.50	1.603	1.932	2.812	3.129	3.422
2.00	1.599	1.931	2.813	3.136	3.424

### 3.2.1.5 Cilindrični rezonator sa radijalno postavljenim sondama

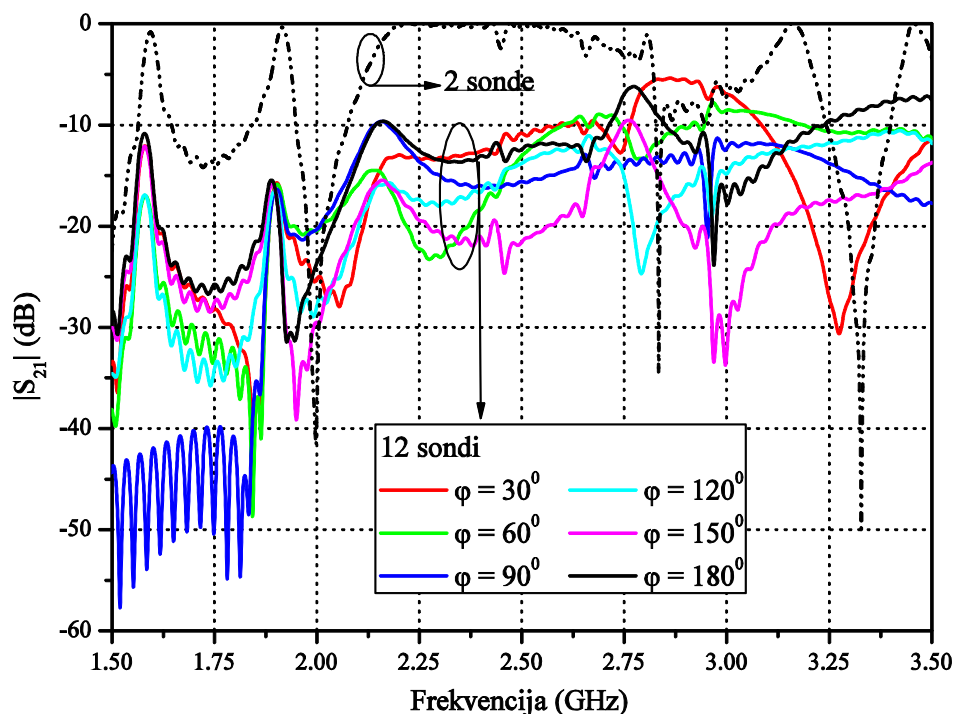
Jedna od mogućnosti integralnog cilindričnog TLM metoda podrazumeva modelovanje cilindričnog rezonatora u prisustvu radijalno postavljenih sondi, sa proizvoljnim uglom između pravaca sondi, što primenom pravougaonog TLM modela nije praktično izvodljivo. Ova mogućnost ispitana je na primeru cilindričnog rezonatora sa 12 spregnutih, radijalno postavljenih sondi dužine  $d = 3$  cm i poluprečnika  $r = 0.5$  mm (Sl. 3.18). Sonde su postavljene duž radijalnih pravaca na međusobnom ugaonom rastojanju  $\varphi = 30^\circ$ .



Sl. 3.18 Poprečni presek modela cilindričnog rezonatora sa označenim položajima

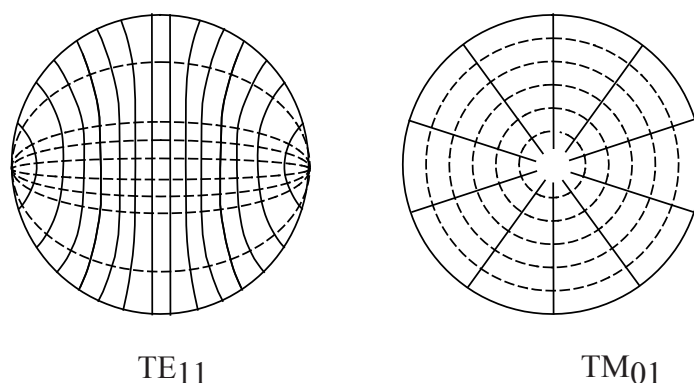
a) 12 radijalno sonde, b) dveju sonde

Sl. 3.19 prikazuje numeričke karakteristike transmisije dobijene na osnovu struja indukovanih u šest žičanih sonde postavljenih duž radijalnih pravaca  $\varphi = (30 \div 180^\circ)$  u odnosu na položaj pobudne sonde, kada je 12 sonde istovremeno ubačeno u rezonator. Radi

Sl. 3.19 Karakteristika transmisije cilindričnog rezonatora pod uticajem sprege dveju sonde i 12 sonde za različit položaj prijemne sonde u  $\varphi$  pravcu

poređenja, na istoj slici je prikazana i karakteristika transmisije dobijena analizom rezonatora u prisustvu dveju sonde postavljenih na rastojanju  $\varphi = 180^\circ$  (Sl. 3.18b). Na osnovu prikazanih rezultata, primećuje se da je sprega između dijametralno suprotnih sonde slabija u prisustvu više sonde u poređenju sa spregom koja se javlja između njih kada nema dodatnih sonde ubačenih u rezonator. Takođe, kao posledica korišćenja većeg broja sonde dolazi do pomeranja rezonantnih frekvencija u razmatranom frekvencijskom opsegu.

Analizom modova  $TE_{111}$  ( $f = 1.595$  GHz) i  $TM_{011}$  ( $f = 1.917$  GHz), zapaža se da su nivoi karakteristika transmisije u odgovarajućim položajima, definisanim radijalno postavljenim sondama, u saglasnosti sa raspodelama polja razmatranih modova (Sl. 3.20) [3]. Tako je, na primer, nivo polja moda  $TM_{011}$  približno isti u svim razmatranim položajima, jer je radijalno postavljena sonda kolinearna sa linijama polja. Međutim, u slučaju moda  $TE_{111}$ , kolinearnost sa linijama električnog polja se ostvaruje samo za položaje sonde  $\varphi = 0^\circ$  i  $180^\circ$ . Iz tog razloga, postavljanjem prijemne sonde u različite položaje detektuju se različiti nivoi moda  $TE_{111}$ , dok ga je nemoguće identifikovati na osnovu prijemne sonde postavljene pod pravim uglom u odnosu na pravac pobudne sonde.



Sl. 3.20 Raspodele polja za modove  $TE_{11}$  i  $TM_{01}$

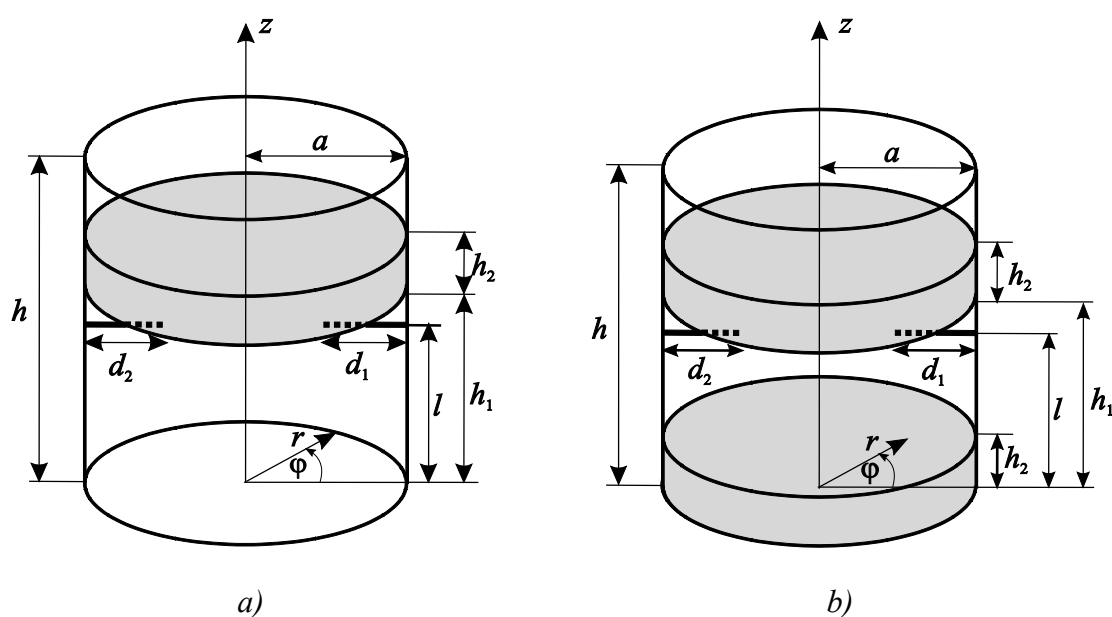
### 3.2.2 Cilindrični rezonator sa dielektričnim opterećenjem

Pored mogućnosti modelovanja neopterećenog cilindričnog rezonatora sa spregnutim žičanim sondama, integralni cilindrični TLM metod pruža mogućnost modelovanja cilindričnog rezonatora u prisustvu proizvoljno postavljenog opterećenja. U okviru ovog poglavlja, verifikacija metoda izvršena je najpre na primeru modelovanja cilindričnog rezonatora u prisustvu pobudne i prijemne sonde, istih dimenzija kao i u prethodnim primerima, kada je on delimično ispunjen planparalelno postavljenim dielektričnim slojevima, a zatim na primeru

modelovanja razmatranog rezonatora sa koaksijalno postavljenim dielektričnim uzorkom. Posebna pažnja je posvećena istraživanju prednosti, koje integralni cilindrični TLM metod pruža u poređenju sa integralnim TLM metodom u pravougaonim koordinatama, sa stanovišta adekvatnog modelovanja koaksijalnog opterećenja, i mogućnosti, odnosno ograničenja, u pogledu modelovanja žičanih sondi.

### 3.2.2.1 Cilindrični rezonator sa spregnutim sondama u prisustvu planparalelno postavljenih slojeva dielektrika

U okviru ovog odeljka, prikazan je primer modelovanja cilindričnog rezonatora sa pobudnom i prijemnom sondom, delimično ispunjenog planparalelno postavljenim dielektričnim slojevima. Analizom su obuhvaćena dva tipa opterećenih rezonatora kružnog poprečnog preseka. Prvi razmatrani rezonator je opterećen planparalelnim slojem dielektrika postavljenog na visini  $h_1 = 10$  cm od dna rezonatora, (Sl. 3.21a), dok drugi cilindrični rezonator sadrži dva planparalelna sloja dielektrika, od kojih je jedan na dnu rezonatora, a drugi na visini  $h_1 = 10$  cm od dna rezonatora (Sl. 3.21b). Kao dielektrik je korišćena voda, čija relativna permitivnost iznosi  $\epsilon_r = 77 - j6$ , dok visina svakog sloja iznosi  $h_2 = 3$  cm. Dužine pobudne i prijemne sonde su  $d_1 = d_2 = d = 4$  cm. Modelovanje je izvršeno cilindričnom TLM mrežom rezolucije  $(\varphi \times r) = (36 \times 28)$  čvorova, odnosno pravougaonom mrežom rezolucije  $(x \times y) = (43 \times 43)$  čvorova. Zbog nehomogenosti medijuma unutar rezonatora korak



Sl. 3.21 Cilindrični rezonator sa spregnutim sondama u prisustvu

a) jednog sloja dielektrika, b) dva sloja dielektrika

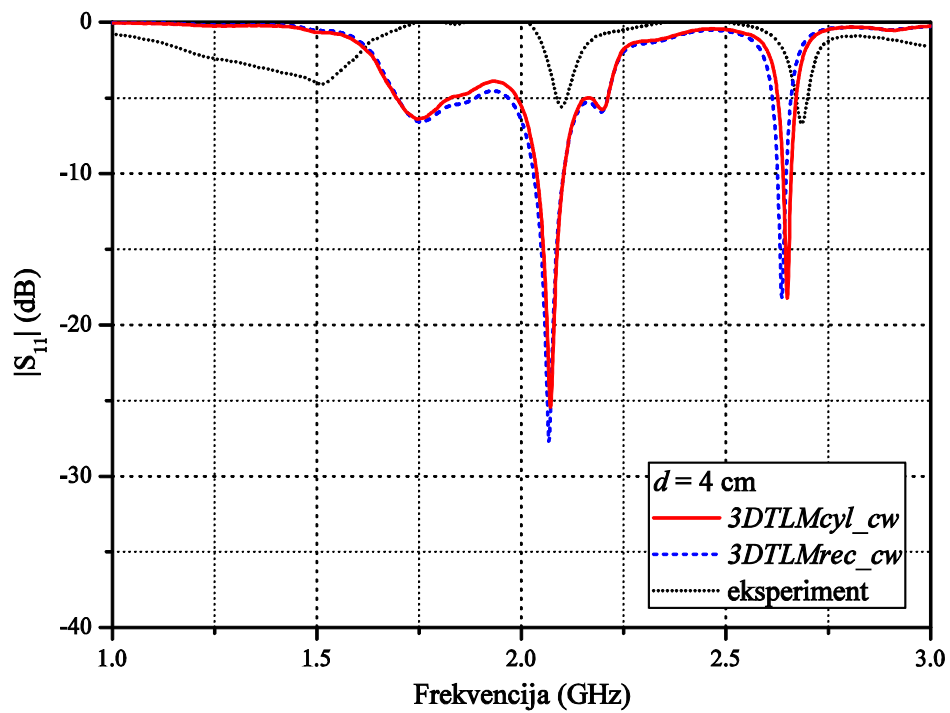
diskretizacije u pravcu  $z$ -ose treba podesiti tako da se obezbedi vremenski sinhronizam u mreži, odnosno da dimenzije ćelija u  $z$  pravcu primenjene na modelovanje dielektrika budu  $\sqrt{\varepsilon_r}$  puta manje od čvorova korišćenih za modelovanje dela rezonatora ispunjenog vazduhom. Tako je za modelovanje rezonatora sa odignutim slojem vode korišćena mreža sa korakom diskretizacije u  $z$  smeru:  $\Delta z_{vazduh1} = 4.54$  mm,  $\Delta z_{voda} = 0.50$  mm,  $\Delta z_{vazduh2} = 4.13$  mm (85 čvorova), a za rezonator opterećen sa dva sloja vode:  $\Delta z_{voda1} = 0.698$  mm,  $\Delta z_{vazduh1} = 6.36$  mm,  $\Delta z_{voda2} = 0.698$  mm,  $\Delta z_{vazduh2} = 6.2$  mm (99 čvorova).

Pomoću praktičnog modela rezonatora, koji sadrži jedan odnosno dva sloja dielektrika (vode), izvršena su merenja karakteristika refleksije i transmisije u frekvencijskom opsegu  $f = [1.0 \div 3.0]$  GHz.

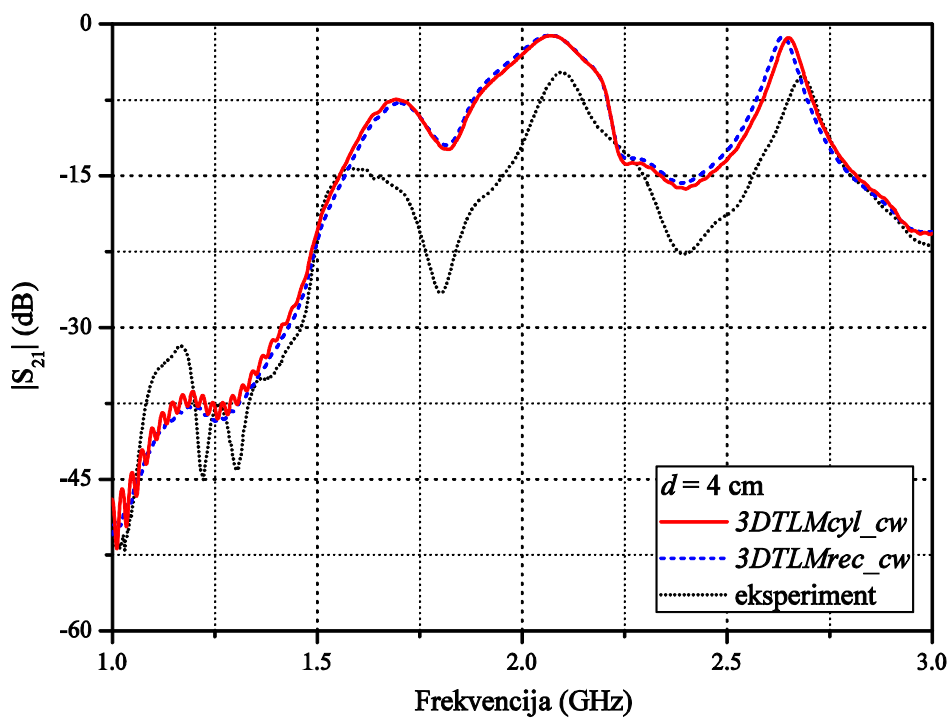
Na Sl. 3.22, prikazani su uporedni rezultati dobijeni integralnim cilindričnim TLM metodom, integralnim pravougaonim TLM metodom i merenjima za rezonator u prisustvu jednog sloja dielektrika. Odgovarajući rezultati, koji se odnose na primer cilindričnog rezonatora unutar koga su postavljena dva sloja dielektrika, ilustrovani su na Sl. 3.23. Kao što se može primetiti, postignuto je izuzetno dobro slaganje karakteristika dobijenih primenom pravougaone i cilindrične TLM mreže, čime se potvrđuje mogućnost integralnog cilindričnog TLM metoda za adekvatno modelovanje i analizu cilindričnog rezonatora sa spregnutim sondama i opterećenog planparalelnim slojevima dielektrika, uz postizanje rezultata zadovoljavajuće tačnosti. Međutim, uočavaju se blaga odstupanja od merenih vrednosti, u pogledu nivoa polja, koja se mogu pripisati greškama prilikom mernog postupka (kalibracija, nepreciznost pri ulivanju tečnosti, neprecizno postavljanje sonde itd).

S obzirom na činjenicu da su mogućnosti pravougaone i cilindrične TLM mreže za adekvatno modelovanje cilindričnog rezonatora sa planparalelno postavljenim dielektričnim slojevima uporedive i da oba pristupa obezbeđuju rezultate približne tačnosti, prednost integralnog cilindričnog metoda se ogleda u korišćenju mreže sa manjim brojem čvorova i većem stepenu slobode u pogledu izbora poluprečnika sonde.

Problem odabira adekvatne rezolucije pravougaone mreže, a s tim u vezi i ograničenje maksimalnog poluprečnika sonde, postaju još izraženiji u slučaju modelovanja koaksijalno opterećenog cilindričnog rezonatora pobuđenog preko žičanog provodnika. Prevažilaženje ovog ograničenja primenom integralnog cilindričnog TLM metoda predstavlja veoma bitan deo istraživanja ove disertacije, kojem je posvećeno naredno poglavlje.

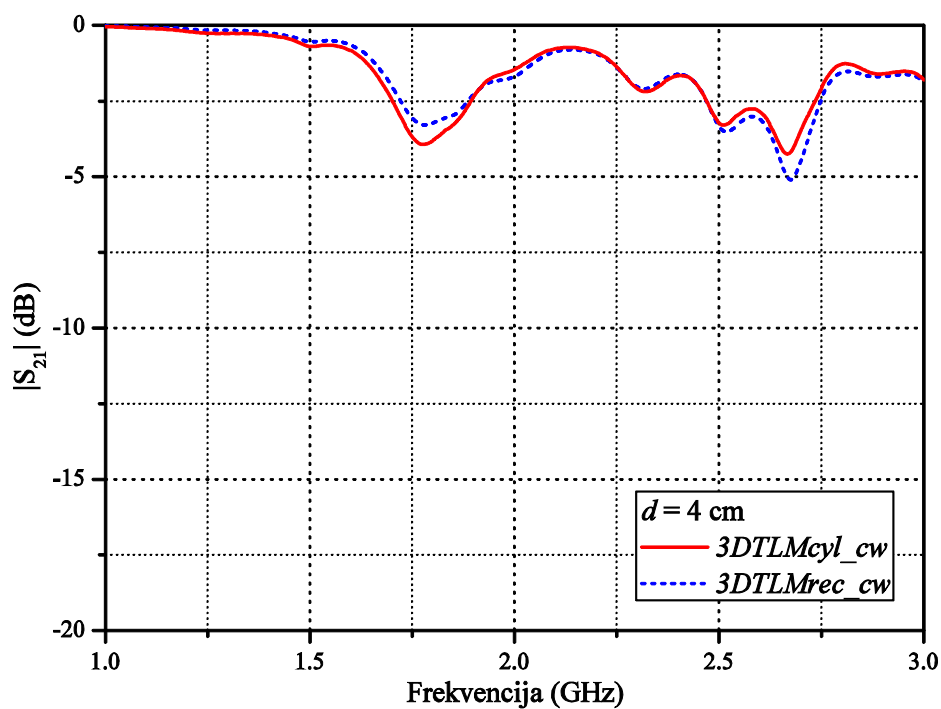


a)

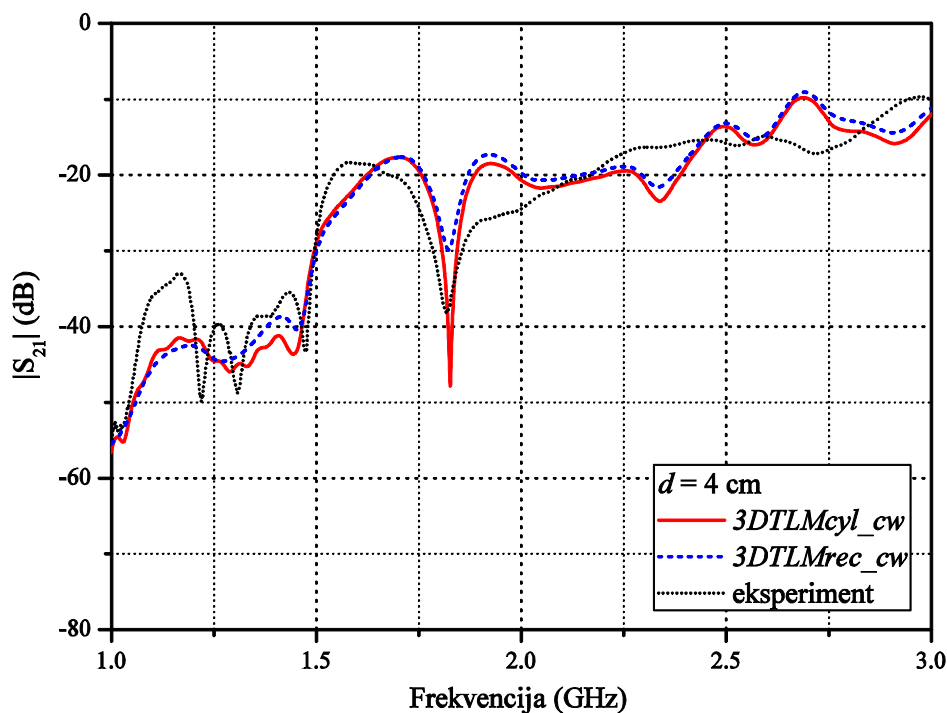


b)

Sl. 3.22 a) Karakteristika refleksije i b) karakteristika transmisije cilindričnog rezonatora u prisustvu jednog sloja vode



a)



b)

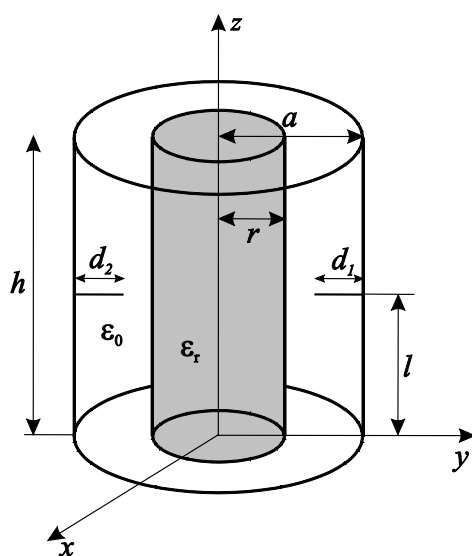
Sl. 3.23 a) Karakteristika refleksije i b) karakteristika transmisije cilindričnog rezonatora u prisustvu dva sloja vode

### 3.2.2.2 Koaksijalno opterećen cilindrični rezonator sa spregnutim sondama

Ispitivanju primenljivosti i tačnosti integralnog cilindričnog TLM metoda za potrebe modelovanja i analize cilindričnog rezonatora u prisustvu koaksijalno postavljenog opterećenja i dvaju žičanih elemenata (Sl. 3.24), prethodi analiza neopterećenog modela rezonatora. Poluprečnik i dužina sonde izabrani su da budu  $r = 0.5$  mm i  $d_1 = d_2 = d = 2.5$  cm, respektivno, a tokom analize je pretpostavljeno da su zidovi rezonatora i električne sonde sačinjeni od idealno provodnog materijala.

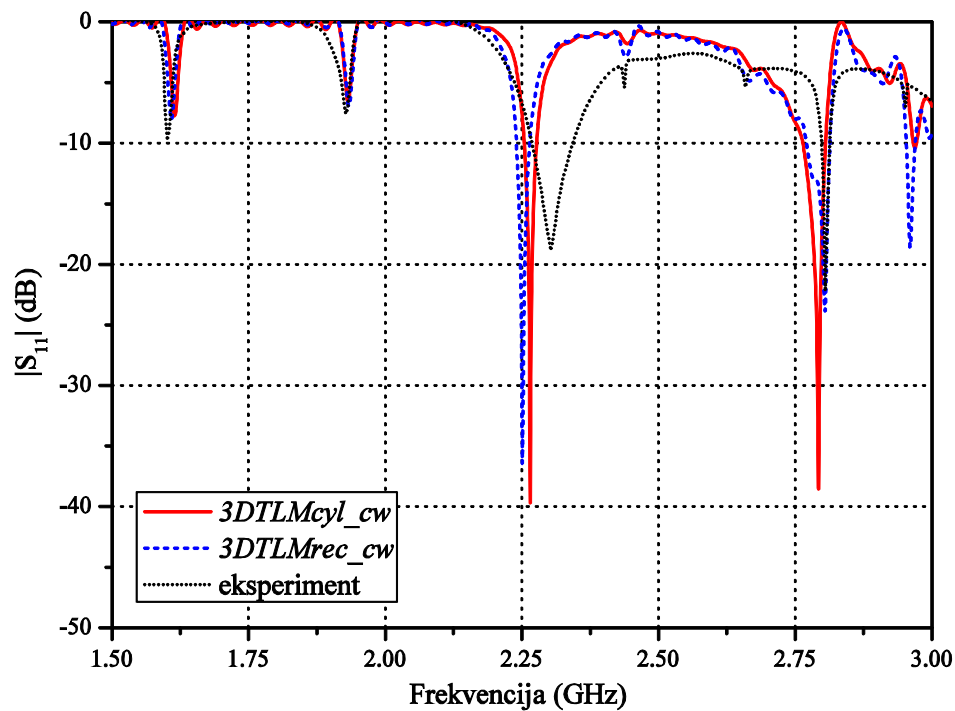
Prilikom primene TLM metoda u cilindričnom i pravougaonom koordinatnom sistemu odabrane su dimenzije TLM čvorova, koje obezbeđuju precizno modelovanje zadatog problema. U konkretnom slučaju, korišćene su mreže rezolucija  $(\varphi \times r \times z) = (36 \times 14 \times 32)$  čvorova ( $\Delta\varphi = 2\pi/36$ ,  $\Delta r = 5$  mm,  $\Delta z = 4.45$  mm) i  $(x \times y \times z) = (45 \times 45 \times 45)$  čvorova ( $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 3.1$  mm), u cilindričnom i pravougaonom sistemu, respektivno.

Karakteristike refleksije i transmisije, dobijene primenom obeju mreža, upoređene su sa merenim karakteristikama na Sl. 3.25. Primećuje se da je postignuto odlično slaganje numeričkih rezultata, kao i veoma dobro slaganje sa merenim rezultatima u pogledu vrednosti rezonantnih frekvencija i nivoa elektromagnetnog polja. Pri tome, primenom cilindrične mreže postignuta je zadovoljavajuća tačnost korišćenjem manjeg broja čvorova u poređenju sa pravougaonom mrežom.

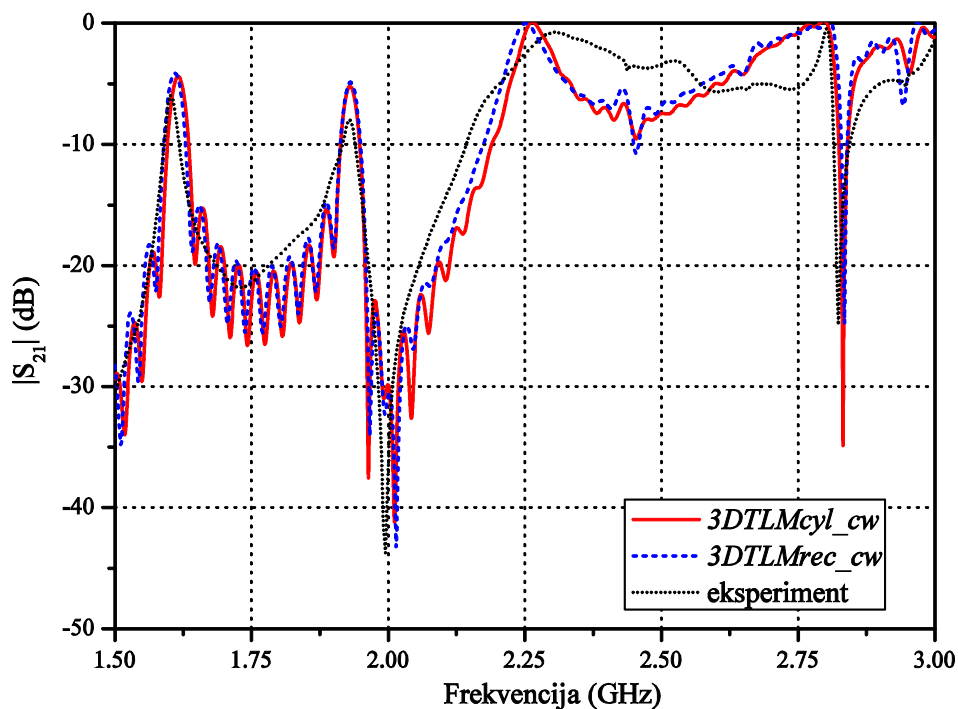


Sl. 3.24 Model koaksijalno opterećenog cilindričnog metalnog rezonatora sa pobudnom i prijemnom sondom





a)



b)

Sl. 3.25 a) Karakteristika refleksije, b) karakteristika transmisije praznog cilindričnog rezonatora sa spregnutim sondama dužine  $d = 2.5\text{cm}$

Nakon verifikacije metoda na praznom cilindričnom rezonatoru, *3DTLMcyl\_cw* solver je primenjen na modelovanje rezonatora u prisustvu koaksijalno postavljenog dielektričnog uzorka. U cilju poređenja, koaksijalno opterećen rezonator je modelovan i TLM metodom u pravougaonom koordinatnom sistemu. Kao koaksijalno opterećenje korišćene su dve vrste dielektrika: etanol dielektrične konstante  $\varepsilon_r = 7 - j7$  i voda dielektrične konstante  $\varepsilon_r = 77 - j6$ . Sa ciljem da se obezbedi konvergencija rezultata u frekvencijskom opsegu od interesa, istovremeno vodeći računa i o dužini trajanja simulacije i računarskim resursima, rezonator je predstavljen odgovarajućim mrežama u pravougaonom i cilindričnom koordinatnom sistemu. U oba slučaja, poluprečnik dielektričnog cilindra iznosio je  $r = 3\text{ cm}$ , pri čemu je za modelovanje opterećenja korišćena rezolucija mreže u radijalnom smeru  $\sqrt{\varepsilon_r}$  puta veća od rezolucije mreže u prostoru ispunjenom vazduhom, u skladu sa uslovom očuvanja vremenskog sinhronizma u TLM mreži.

U slučaju etanola upotrebljenog kao koaksijalno opterećenje, razmatrana struktura je predstavljena neuniformnom cilindričnom mrežom rezolucije  $(\varphi \times r \times z) = (36 \times 24 \times 32)$  čvorova, pri čemu su dimenzije čvorova u radijalnom pravcu definisane u saglasnosti sa karakteristikama medijuma:  $\Delta r_{\text{vazduh}} = 5\text{ mm}$ ,  $\Delta r_{\text{etanol}} = 1.875\text{ mm}$ . U slučaju vode, primenjena je neuniformna cilindrična mreža  $(\varphi \times r \times z) = (36 \times 62 \times 32)$  čvorova ( $\Delta r_{\text{vazduh}} = 5\text{ mm}$ ,  $\Delta r_{\text{voda}} = 0.56\text{ mm}$ ). Dakle, u cilindričnoj TLM mreži, na zadatom primeru, sinhronizam se ostvaruje promenom dimenzija čvorova samo duž radijalnog pravca.

Sa druge strane, kada se koaksijalno opterećen cilindrični rezonator predstavlja pravougaonom TLM mrežom, modelovanje nehomogenog medijuma duž radijalnog pravca zahteva promenu rezolucije mreže istovremeno duž  $x$  i  $y$  ose. U tom kontekstu, rezonator, koji je delimično opterećen etanolom, modelovan je pravougaonom TLM mrežom rezolucije  $(x \times y \times z) = (75 \times 75 \times 45)$  čvorova ( $\Delta x_{\text{vazduh}} = \Delta y_{\text{vazduh}} = 3.1\text{ mm}$ ,  $\Delta x_{\text{etanol}} = \Delta y_{\text{etanol}} = 1.2\text{ mm}$ ), dok je upotreba vode kao koaksijalnog dielektrika zahtevala sledeće dimenzije čvorova:  $\Delta x_{\text{vazduh}} = \Delta y_{\text{vazduh}} = 3.1\text{ mm}$ ,  $\Delta x_{\text{voda}} = \Delta y_{\text{voda}} = 0.35\text{ mm}$ .

U cilju ilustrovanja uticaja žičanih elemenata na rezonantne frekvencije, razmatrani koaksijalno opterećeni cilindrični rezonator bez priključenih žičanih elemenata analiziran je TLM metodom u cilindričnim koordinatama uz korišćenje impulsne pobude. Mereni rezultati su dobijeni na osnovu eksperimentalne postavke prikazane na Sl. 3.5, pri čemu je plastična posuda u kojoj je smešten dielektrik zanemarljive debljine, tako da nema uticaja na elektromagnetno polje u rezonatoru, te stoga nije ni razmatrana u simulacijama.

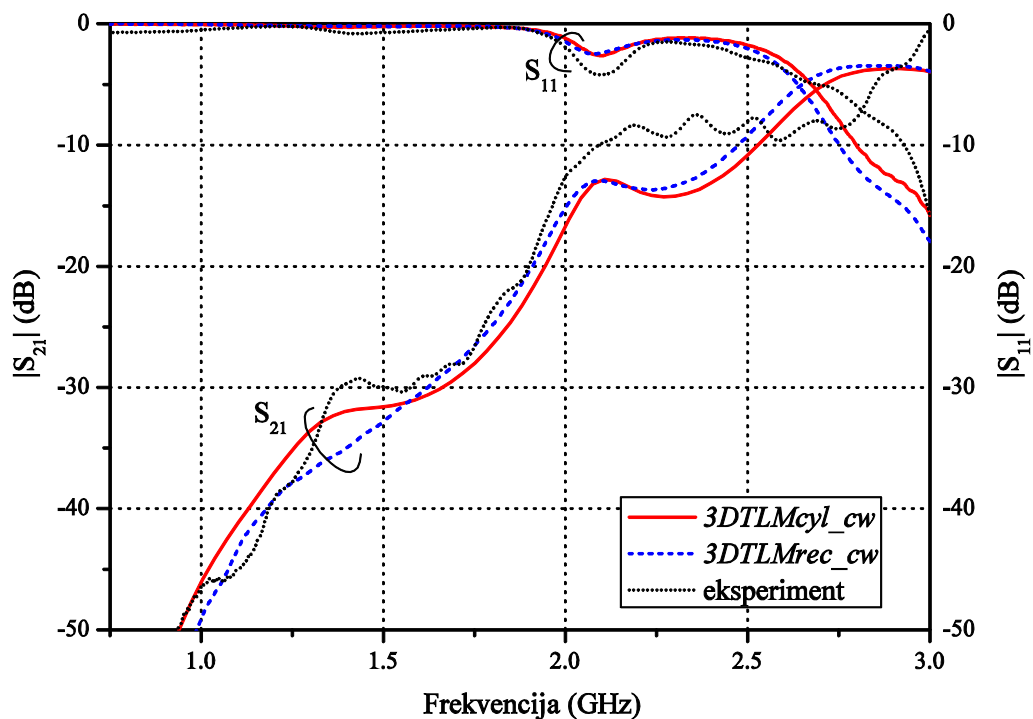
Uporedni prikaz numeričkih i merenih rezultata, koji odgovaraju cilindričnom modelu rezonatora sa etanolom kao dielektričnim uzorkom, prikazan je na Sl. 3.26: karakteristike refleksije i transmisije dobijene numeričkim i eksperimentalnim putem, u frekvencijskom opsegu  $f = [0.75 \div 3]$  GHz, prezentovane su na Sl. 3.26a, dok je raspodela  $E_r$  komponente polja, kada je primenjena impulsna pobuda prikazana na Sl. 3.26b. Analogni rezultati, koji odgovaraju slučaju kada je voda korišćena kao koaksijalno opterećenje, dati su na Sl. 3.27.

Prezentovani rezultati pokazuju veoma dobro slaganje numeričkih i eksperimentalnih karakteristika refleksije i transmisije u razmatranom frekvencijskom opsegu, za oba analizirana slučaja. Blaga odstupanja simuliranih od merenih karakteristika najverovatnije su rezultat nedovoljno preciznog postavljanja dielektričnog uzorka, uključujući i njegovu visinu koja je malo manja u odnosu na visinu rezonatora, grešaka prilikom izrade rezonatora i koaksijalnog uzorka, kalibracije itd.

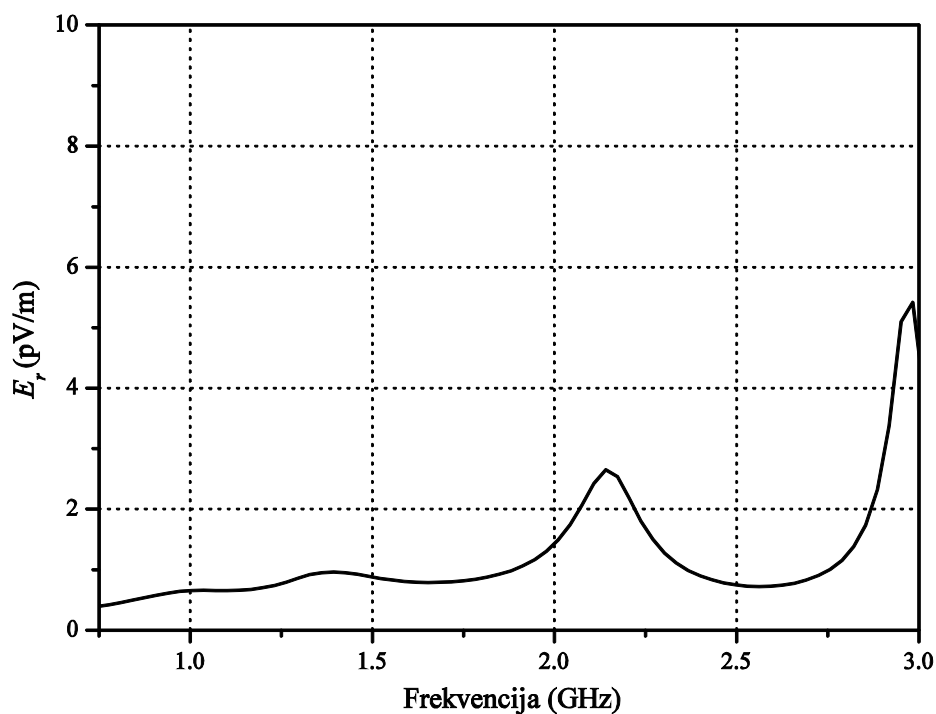
U Tabeli 3.3, vrednosti rezonantnih frekvencija cilindričnog rezonatora delimično ispunjenog etanolom, odnosno vodom, dobijene *3DTLMcyl\_cw* solverom upoređene su sa rezultatima postignutim TLM solverom u pravougaonoj mreži, vrednostima dobijenim primenom TLM metoda u cilindričnom koordinatnom sistemu sa impulsnom pobudom, kao i sa odgovarajućim merenim vrednostima. Pored dobrog slaganja između numeričkih i merenih rezultata, primećuje se da rezultati dobijeni primenom *3DTLMcyl\_cw*, u poređenju sa rezultatima dobijenim primenom TLM metoda sa impulsnom pobudom, znatno manje odstupaju od eksperimentalnih vrednosti, što je posledica modelovanja žičanih sonde koje utiču na pomeranje rezonantnih modova. Naime, kako frekvencijski opseg u kome se pobuđuju razmatrani modovi odgovara kapacitivnom karakteru ulazne impedanse sonde ( $d < \lambda / 4$ ), vrednosti rezonantnih frekvencija bivaju pomerene ka nižem opsegu u poređenju sa rezultatima kada je primenjena impulsna pobuda.

Na osnovu Sl. 3.26a i Tabele 3.3, zapaža se da, u slučaju modelovanja cilindričnog rezonatora sa koaksijalno postavljenim slojem etanola, cilindrična mreža daje približno iste rezultate kao i pravougaona mreža sa većim brojem čvorova. Međutim, u slučaju kada je kao koaksijalni dielektrik korišćena voda, Sl. 3.27a i Tabela 3.3 prikazuju samo rezultate dobijene cilindričnom mrežom, iz razloga što TLM metodom u pravougaonim koordinatama nije bilo moguće modelovati rezonator sa vodom kao koaksijalnim opterećenjem i sondama datih dimenzija.

Naime, kada se pravougaona TLM mreža koristi za modelovanje koaksijalno opterećenog cilindričnog rezonatora, korektno modelovanje opterećenja podrazumeva aproksimativno



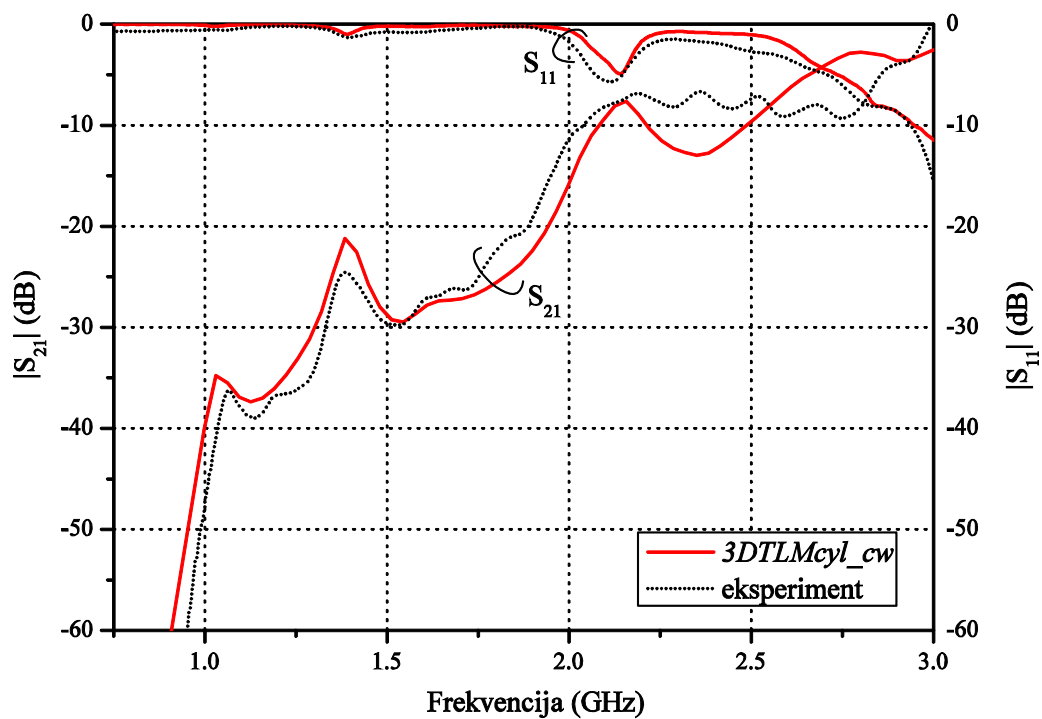
a)



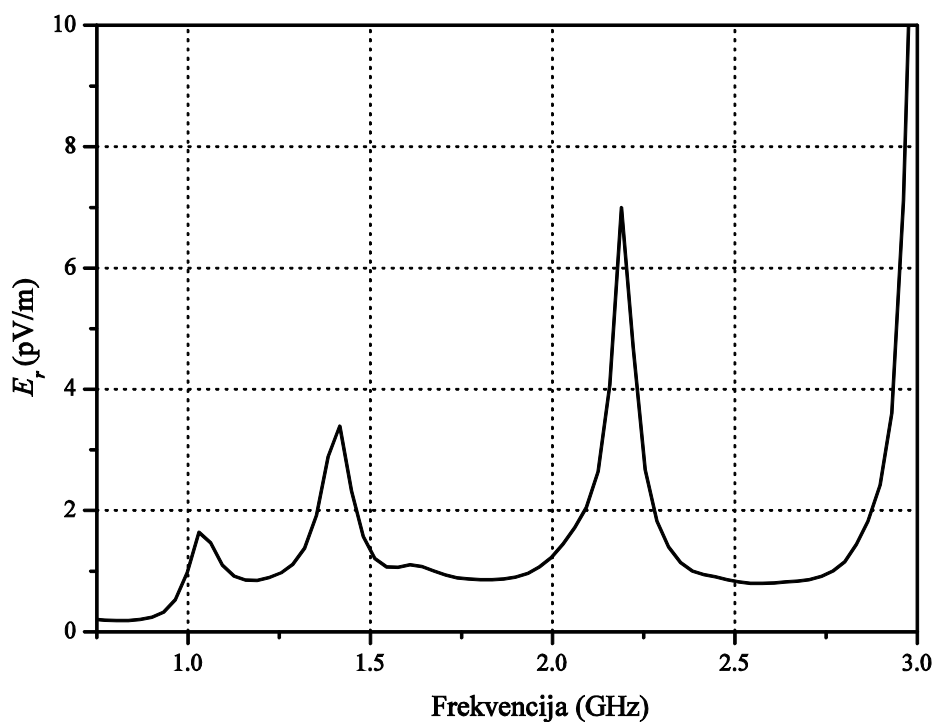
b)

Sl. 3.26 Koaksijalno opterećen cilindrični rezonator kada je kao dielektrik korišćen etanol

a) pobuda preko žičane sonde, b) impulsna pobuda



a)



b)

Sl. 3.27 Koaksijalno opterećen cilindrični rezonator kada je kao dielektrik korišćena voda

a) pobuda preko žičane sonde, b) impulsna pobuda

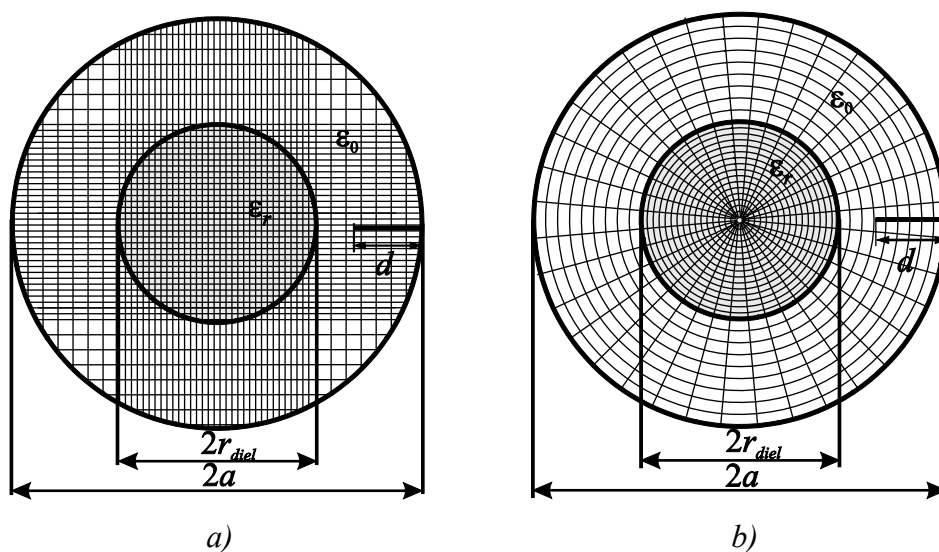
Tabela 3.3 Vrednosti rezonantnih frekvencija koaksijalno opterećenog cilindričnog rezonatora sa spregnutim sondama

Rezonantna frekvencija (GHz)	TLMcyl_imp	TLMrec_cw	TLMcyl_cw	Merene vrednosti
etanol	2.140	2.094	2.099	2.120
	1.030		1.025	1.069
voda	1.417	-	1.391	1.391
	2.189		2.139	2.122

modelovanje granica dielektrika kružnog poprečnog preseka, ali i korišćenje TLM čvorova manjih dimenzija za modelovanje koaksijalnog opterećenja zbog ostvarivanja vremenskog sinhronizma u mreži. Pri tome se promena rezolucije mreže vrši istovremeno duž  $x$  i  $y$  pravca, što rezultuje neuniformnom mrežom primenjenoj homogenom delu rezonatora, ispunjenog vazduhom, kao što je prikazano na Sl. 3.28a. Razlika u dimenzijama ćelija primenjenih u pojedinim regionima koji pripadaju homogenom medijumu, naročito je izražen kada se kao koaksijalno opterećenje koristi dielektrik velike relativne permitivnosti, kao što je voda.

Drugi problem koji se javlja, posledica je postupka modelovanja žičanih sondi, jer je maksimalni poluprečnik sondi, koji obezbeđuje konvergenciju rezultata, ograničen dimenzijama poprečnog preseka čvorova kroz koje sonda prolazi. Na osnovu Sl. 3.28, primećuje se da se žičani provodnici nalaze u delu rezonatora gde su dimenzije ćelija duž  $x$  i  $y$  osa uslovljene korakom diskretizacije unutar koaksijalnog opterećenja. Prema tome, u razmatranom primeru, sa vodom kao koaksijalnim opterećenjem, koju karakteriše relativna permitivnost znatno veća u odnosu na vazduh, i sa žičanim, radijalno postavljenim, sondama datih dimenzija ( $r_z = 0.5$  mm), nije moguće izvršiti simulaciju primenom pravougaone mreže, čija rezolucija odgovara modelu rezonatora bez umetnutih sondi ( $\Delta x_{\text{vazduh}} = \Delta y_{\text{vazduh}} = 3.1$  mm,  $\Delta x_{\text{voda}} = \Delta y_{\text{voda}} = 0.35$  mm).

Sa druge strane, u cilindričnoj TLM mreži, promena rezolucije, u cilju ostvarivanja vremenskog sinhronizma, vrši se preko radijalne komponente, čime se obezbeđuje uniformnost mreža unutar homogenih medijuma, odnosno delova rezonatora ispunjenih dielektrikom i vazduhom (Sl. 3.28b). Na taj način, postiže se korektno modelovanje



Sl. 3.28 Poprečni presek koaksijalno opterećenog cilindričnog rezonatora sa žičanom sondom modelovanog a) pravougaonom TLM mrežom, b) cilindričnom TLM mrežom

nehomogenog medijuma koaksijalno opterećenog rezonatora, nezavisno od dimenzija i permitivnosti opterećenja. Samim tim, rezolucija mreže u dielektriku, koja je određena relativnom permitivnošću dielektrika, nema uticaja na mogućnost modelovanja žičane sonde i ograničavanje njenog poluprečnika, kao što je to slučaj prilikom primene pravougaonog TLM modela.

## 4 MODELOVANJE I ANALIZA MIKROSTRIP ANTENA KRUŽNOG OBLIKA

Mikrostrip *patch* antene nalaze široku primenu u komunikacionim sistemima zahvaljujući mnogobrojnim prednostima koje poseduju u poređenju sa tradicionalnim antenama [2, 56]. Jednostavnost izrade, male dimenzije, mala težina, niska cena i kompatibilnost sa integrisanim sklopovima značajne su prednosti koje kompenzuju postojeće nedostatke mikrostrip antena, kao što su mali propusni opseg i malo pojačanje. Ovi nedostaci su posledica tehnologije izrade, delom jer je provodni deo realizovan u obliku površi, a delom i zbog prisustva dielektričnih gubitaka u supstratu. Tokom poslednjih decenija, veliki broj istraživanja bio je fokusiran na kreiranje novog dizajna ili modifikovanje postojećih antena [56-61], u cilju poboljšanja performansi antena u pogledu propusnog opsega, pojačanja ili mogućnosti rada u više frekvencijskih opsega.

Imajući u vidu da su ovakvi problemi, generalno, veoma kompleksni, od izuzetnog je značaja pre praktične realizacije predvideti ponašanje odabranog modela. U tom cilju, razvijene su različite tehnike za analizu mikrostrip antena, među kojima su, u literaturi, najzastupljenije aproksimativne tehnike i *full-wave* numerički metodi. Grupi aproksimativnih tehnika pripada npr. *cavity model* [2, 14], koji pruža jasan fizički uvid u problem, ali ne uvek i dovoljnu preciznost, dok *full-wave* numerički metodi, iako kompleksniji i zahtevniji u pogledu vremena i računarskih resursa, obezbeđuju rezultate zadovoljavajuće preciznosti. Stoga, numeričko rešavanje pomoću *full-wave* metoda predstavlja pouzdan i sveobuhvatan aparat za analizu ne samo pojedinačnih elemenata, već i nizova, elemenata u kućištima, elemenata proizvoljnog oblika, kao i međusobne sprege [2].

TLM metod predstavlja jedan od najpouzdanijih numeričkih *full-wave* metoda i veoma je pogodan za modelovanje i analizu mikrostrip *patch* antena. Pri tome, TLM metod prilagođen cilindričnom koordinatnom sistemu može posebno naći primenu kod modelovanja mikrostrip *patch* antena kružnog oblika. Mogućnost preciznog modelovanja kružnih graničnih površi predstavlja osnovnu prednost ovog pristupa u odnosu na uobičajeni TLM pristup u



pravougaonom koordinatnom sistemu. To naročito dolazi do izražaja prilikom modelovanja kružne provodne površi *patch* antena, čija površina utiče na rezonantnu frekvenciju antene. U cilju adekvatnog modelovanja mikrostrip antena i preciznog određivanja rezonantne frekvencije i prirode ulazne impedanse, neophodno je uzeti u obzir i uticaj pobudnog elementa, uključujući njegove realne dimenzije i položaj. Implementacijom kompaktnog žičanog modela u cilindrični TLM metod omogućeno je modelovanje pobudnog elementa u obliku koaksijalnog provodnika, a samim tim i adekvatna analiza parametara mikrostrip *patch* antena sa koaksijalnom pobudom. TLM pristup u cilindričnim koordinatama je posebno pogodan kada je potrebno modelovati uzane proreze u obliku luka ili prstena u okviru provodne površi, a u cilju poboljšanja performansi antena, što će biti pokazano na odgovarajućim primerima.

U okviru teorijskog dela ovog poglavlja, nakon opisa osnovnih prednosti i karakteristika *patch* antena, uključujući i načine za njihovo pobuđivanje, kružne mikrostrip *patch* antene biće razmatrane sa stanovišta aproksimativnog *cavity model*-a uz detaljan prikaz i izvođenje relacija za određivanje osnovnih parametara antene, kao što su rezonantna frekvencija, ulazna impedansa, koeficijent refleksije, dijagram zračenja i dr. Na osnovu *cavity model*-a, realizovan je odgovarajući kod u MATLAB-u, koji je primenjen za proračun parametara *patch* antena radi poređenja sa numeričkim rezultatima baziranim na TLM metodu.

U okviru aplikativnog dela poglavlja, prikazani su rezultati primene integralnog cilindričnog TLM metoda za modelovanje i analizu različitih konfiguracija *patch* antena kružnog oblika sa koaksijalnom pobudom, koji su upoređeni sa rezultatima zasnovanim na TLM metodu u pravougaonom koordinatnom sistemu, kao i sa rezultatima dobijenim u MATLAB-u. U cilju verifikacije realizovanog solvera, neke od antena razmatranih u ovoj disertaciji praktično su realizovane u okviru laboratorije *RF and Microwave Research Laboratory, Technische Universitaet Ilmenau*, gde su takođe izvršena merenja koeficijenta refleksije antena pomoću vektorskog analizatora spektra. Na osnovu postignutih rezultata, razmatrane su mogućnosti i prednosti integralnog cilindričnog TLM pristupa za analizu planarnih struktura u vidu mikrostrip antena.

## 4.1 Teorijska analiza kružne mikrostrip antene

Pronalaskom dielektrika okarakterisanih velikom dielektričnom konstantom i malim gubicima na vrlo visokom frekvencijama, planarne strukture u vidu mikrostrip linija postale

su vrlo atraktivne za izradu mikrotalasnih integrisanih kola. Minijaturizacija i jednostavna tehnologija izrade slične štampanim pločicama podstakla je razvoj mikrostrip antena. Zračenje mikrostrip linije, koja predstavlja strukturu sličnu mikrostrip anteni, može se značajno redukovati korišćenjem supstrata male debljine i velike dielektrične konstante. Nasuprot tome, poboljšanje efikasnosti zračenja jedan je od osnovnih zahteva koji se postavlja prilikom realizacije mikrostrip antena. Za realizaciju mikrostrip antene trebalo bi, prema tome, koristiti supstrate veće debljine i male dielektrične konstante. Debljina i relativna dielektrična konstanta supstrata imaju značajan uticaj na parametre antene. Kao neželjeni efekat javljaju su površinski talasi na graničnoj površi između supstrata i vazduha, koji smanjuju izračenu snagu [2, 62].

Zahvaljujući prednostima koje mikrostrip antene imaju u odnosu na konvencionalne antene, postoje mnoge aplikacije u kojima nalaze primenu, a koje pokrivaju širok frekvencijski opseg, od  $\sim 100$  MHz do  $\sim 100$  GHz. Neke od najznačajnijih prednosti su [2, 56, 63]:

- mala težina, mala zapremina, tanka konfiguracija;
- mala cena proizvodnje, lako dostupne za masovnu proizvodnju;
- mogućnost linearne i kružne polarizacije pomoću jednostavne pobude;
- jednostavna realizacija antene sa dvostrukom radnom frekvencijom i dvostrukom polarizacijom;
- nije neophodno kućište;
- jednostavna integracija sa mikrotalasnim integrisanim kolima;
- pobudne linije i mreže za prilagođenje mogu se realizovati istovremeno sa osnovnom strukturom antene.

Sa druge strane, postoje i ograničenja u poređenju sa konvencionalnim antenama, među kojima se najveća pažnja posvećuje sledećim nedostacima [2, 56, 63]:

- veliki  $Q$  faktor, mali stepen korisnog dejstva, uzak propusni opseg;
- rapidne promene ulazne impedanse u odnosu na frekvenciju;
- većina mikrostrip antena zrači samo sa jedne strane zbog uzemljene podloge;
- za nizove visokih performansi zahteva se složena struktura napajanja;
- male snage (oko 100W);

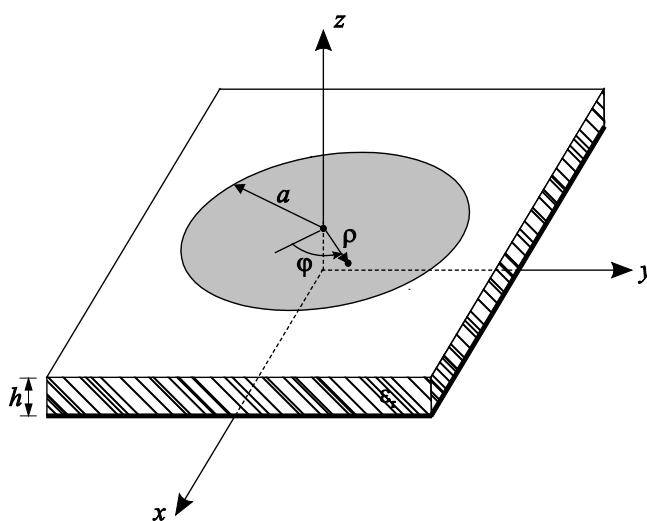
Tipične karakteristike *patch* antena čine ih veoma traženim u mnogim aplikacijama, kao što su [2, 56, 63]:

- telemetrija i komunikacioni sistemi za projekte, zbog malih dimenzija i planarne konfiguracije;
- satelitski linkovi, mobilne aplikacije i WLAN, zbog male snage i mogućnosti minijaturizacije;
- GPS (*Global Positioning Systems*) i GSM (*Global Systems for Mobile*), zahvaljujući mogućnosti rada u više frekvencijskih opsega.

Pored mikrostrip *patch* antena pravougaone geometrije, antene kružnog i eliptičnog oblika najzastupljenije su u praksi. Jedan od primarnih razloga za istraživanje *patch* antena kružnog oblika bio je postojanje simetrije, čime je bilo moguće generisati softverske alate za *full-wave* analizu koji su daleko efikasniji od odgovarajućih alata korišćenih za analizu pravougaonih struktura. To je, naročito, bilo značajno u početnoj fazi razvoja *patch* antena, jer je time omogućeno efikasno istraživanje i optimizacija performansi antena složenije konfiguracije. Što je još važnije, izvedeni zaključci o karakteristikama antena mogli su se primeniti i na antene drugačije geometrije, imajući u vidu da su razlike u performansama antena različitog oblika provodne ploče minimalne [64].

#### 4.1.1 Osnovne karakteristike mikrostrip antena

Najjednostavnija konfiguracija kružne mikrostrip *patch* antene, prikazana na Sl. 4.1, sastoji se od dve međusobno paralelne metalne površi, čija je debljina značajno manja od talasne dužine,  $\lambda$ , između kojih se nalazi sloj dielektričnog supstrata. Donja metalna podloga je uzemljena, a gornja metalna površ, koja služi kao zračeća površ, može biti različitog geometrijskog oblika i veličine. Takvih površi može biti više, poslaganih u određenom



Sl. 4.1 Prikaz konstrukcije kružne mikrostrip antene

geometrijskom rasporedu i povezanih mrežom mikrostrip vodova za napajanje. Kao neželjeni efekat, javljaju se površinski talasi na graničnoj površi između dielektrika i vazduha, koji smanjuju izračenu snagu i utiču na međuimpedansu između pojedinih elemenata u antenskim nizovima [2, 62].

Kada se radi o praktičnim primenama *patch* antena, uglavnom su zahtevi i u pogledu propusnog opsega i u pogledu fizičkih dimenzija veoma strogi. Tako se generalno zahteva da propusni opseg bude veći od 10 %, rezonantna dužina bude oko  $0.25\lambda_0$  i da debljina ne prelazi  $d < 0.05\lambda_0$  u jednom od propusnih opsega, gde je  $\lambda_0$  talasna dužina u slobodnom prostoru. Takođe, tipične vrednosti relativne dielektrične konstante materijala, od koga je izrađen supstrat, nalaze se u opsegu  $\epsilon_r \leq 10$ . Navedeni zahtevi predstavljaju uslov da antena ima dobra rezonantna svojstva, što praktično znači da moduo koeficijenta refleksije iznosi najmanje 10 dB, odnosno da koeficijent stojećih talasa ima vrednost  $KST < 2$  [2, 63].

Provodne površi su obično načinjene od bakra ili zlata, mogu biti proizvoljnog oblika, a uobičajeni geometrijski oblici su pravougaonik, krug, trougao ili prsten. Parametri antene, pre svega rezonantna frekvencija i ulazna impedansa, zavise od dimenzija i oblika provodne površi, dielektrične konstante i debljine supstrata [2, 56, 63], kao i od načina pobude, dimenzija i položaja pobudnog elementa. Zračenju antene doprinose linije električnog polja koje se javljaju oko ivica provodne površi kao posledica ivičnog efekta (tzv. *fringing field*). Kako su ove linije polja savijene između ivica provodne površi i uzemljene metalne podloge, blizu same provodne površi one imaju horizontalnu komponentu usled koje se javlja zračenje. Radi proširenja oblasti do kojih dosežu savijene linije polja, preporučuje se korišćenje supstrata male permitivnosti ( $\epsilon_r \leq 2.5$ ). Međutim, mogu postojati zahtevi za korišćenje materijala velike permitivnosti u skladu sa relevantnim performansama antene. U tom kontekstu, dostupni su različiti tipovi supstrata koji imaju širok opseg vrednosti permitivnosti i tangensa ugla gubitaka.

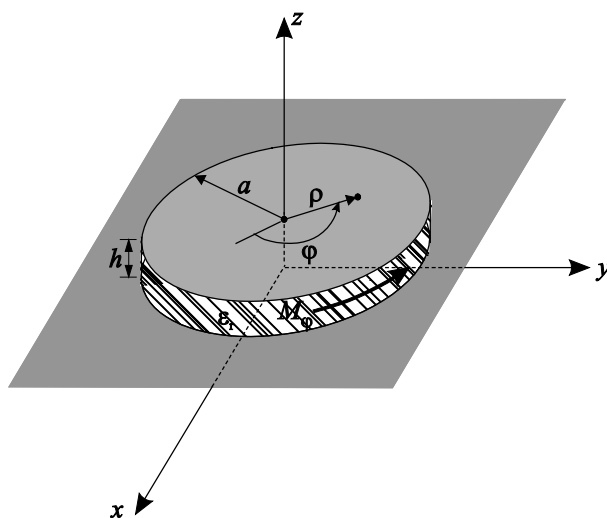
Kod mikrostrip antene kružnog oblika, rezonantni mod je određen površinom kružne zračee površi na supstratu, čija je debljina veoma mala u poređenju sa talasnom dužinom ( $h \ll \lambda_0$ ). Prema tome, rezonantna frekvencija se može menjati promenom poluprečnika provodne površi, pri čemu redosled modova ostaje nepromenjen [2].

Pobuđivanje *patch* antena se može ostvariti na nekoliko načina, pri čemu su najzastupljeniji mikrostrip pobudna linija ili koaksijalni kabl. Uobičajeno, *patch* antene pobuđene na ove načine, nazivaju se ivično pobuđene (*end-fed*) i koaksijalno pobuđene (*coaxial-fed* ili *probe-fed*) antene, respektivno.

U slučaju ivično pobuđene *patch* antene, za pobudu se koristi mikrostrip linija za napajanje koja je direktno povezana sa *patch* antenom. Ipak, najčešće korišćeni metod je koaksijalno pobuđivanje, kada žičani provodnik povezuje provodnu površ sa metalnom podlogom. Ovaj žičani provodnik predstavlja unutrašnji provodnik koaksijalnog kabla, koji prolazi kroz dielektrični supstrat, dok je spoljašnji provodnik vezan za metalnu podlogu. Kod ovakvog načina pobuđivanja antene, pored jednostavnosti prilikom fabrikovanja, postoji nekoliko ključnih prednosti. Prvo, od svih metoda pobuđivanja koaksijalno pobuđivanje je najefikasniji, jer se direktnim kontaktom pobudnog elementa i antene minimiziraju bočni listovi u dijagramu zračenja [2]. Pored toga, promenom položaja pobude obezbeđuje se regulisanje impedanse sonde, što je značajno radi ostvarivanja prilagođenja impedansi provodnika i antene. Konačno, kod ovakve antene moguće je nezavisno vršiti optimizaciju svakog sloja, čime se značajno olakšava postupak projektovanja.

#### 4.1.2 Aproksimativni *cavity model*

Dijagram zračenja mikrostrip antene može se odrediti na osnovu raspodele polja u prostoru između provodne površi i uzemljene metalne folije, ili alternativno, preko površinske struje na provodnoj metalnoj površi. Na osnovu ova dva pristupa, razvijeni su različiti metodi za analizu mikrostrip antena, koji se uglavnom koriste za proračun dijagrama polja zračenja i ulazne impedanse. Među njima, najzastupljeniji u literaturi su *transmission-line model*, *cavity model*, *integral equation method*, *modal expansion model*, *wire grid model* i dr [2, 56]. Za potrebe analize antena realizovanih pomoću električno tankih supstrata pogodno je koristiti



Sl. 4.2 Kružna mikrostrip antena predstavljena ekvivalentnim cilindričnim rezonatorom (*Cavity model*)

tzv. *cavity model*, koji pored jednostavnosti pruža i dobar uvid u fizički problem. Takođe, ovaj model obezbeđuje dovoljnu preciznost rezultata za mnoge inženjerske probleme.

Prilikom korišćenja *cavity model*-a, [65-67] oblast između kružne provodne površi i uzemljene metalne folije antene može se posmatrati kao elektromagnetni rezonator (Sl. 4.2), koji curi, odnosno zrači, preko svojih bočnih ivica (omotača cilindra). Budući da je visina rezonatora, koja odgovara debljini supstrata, mnogo manja od talasne dužine, to će polje unutar rezonatora (između provodne površi i uzemljene metalne folije) imati samo  $z$ -komponentu električnog polja koja je konstantna u smeru  $z$ -ose. Magnetno polje u  $z$  smeru mora, dakle, biti nula, što znači da se rezonator uz ove uslove može pobuditi samo  $TM^z$  modovima.

Na osnovu prethodno izloženog, mogu se izvesti sledeće osobenosti *cavity model*-a [2, 56, 62]:

1. Uvodi se pretpostavka da je debljina supstrata značajno manja od talasne dužine ( $h \ll \lambda_0$ ), te se polja u pomenutoj oblasti mogu smatrati konstantnim duž  $z$  ose ( $\frac{\partial}{\partial z} \equiv 0$ ).
2. Električno i magnetno polje su lokalizovani u oblasti između provodne površi i uzemljene metalne folije, pri čemu električno polje ima samo  $z$  komponentu, dok magnetno polje ima samo transverzalne komponente ( $\rho$  i  $\varphi$ ).
3. Zračenje je rezultat curenja električnog polja iz cilindričnog rezonatora, preko omotača cilindra.
4. Komponenta električne struje normalna na omotač cilindra je približno jednaka nuli, što daje zanemarljivu tangencijalnu komponentu magnetnog polja na omotaču cilindra, te se omotač cilindra može smatrati magnetnim zidom. Za kružnu provodnu površ i uzemljenu metalnu foliju može se pretpostaviti da predstavljaju električni zid, jer su tangencijalne komponente električnog polja jednake nuli.

Iz prethodnih uslova mogu se odrediti modovi i frekvencije na kojima je moguće pobuditi rezonator kojim je predstavljena antena. Zavisno od moda kojim se pobuđuje cilindrični rezonator dobija se određena raspodela električnog polja unutar rezonatora i na omotaču, pri čemu se komponente polja u oblasti mikrotalasnog rezonatora ispunjenog dielektrikom, koje odgovaraju  $TM_{nmp}$  modovima, mogu odrediti rešavanjem talasne jednačine za cilindrični rezonator [56, 62].

Zatim se, primenom principa ekvivalentnosti [62] u cilindričnom koordinatnom sistemu, električno polje na omotaču cilindra može predstaviti ekvivalentnim magnetnim strujama, pomoću kojih se određuje polje u dalekoj zoni.

#### 4.1.2.1 Komponente polja antene prema *cavity model-u*

Komponente električnog i magnetnog polja u prostoru antene, predstavljene ekvivalentnim modelom cilindričnog rezonatora, mogu se odrediti superpozicijom individualnih komponenata na osnovu magnetnog vektor potencijala  $\vec{A}$  i električnog vektor potencijala  $\vec{F}$  [2]. Budući da se razmatra raspodela  $TM^z$  polja,  $F$  je jednako nuli. Prema tome, potrebno je odrediti magnetni vektor potencijal  $\vec{A}$ , koji zadovoljava homogenu talasnu jednačinu, koja u cilindričnim koordinatama  $(\rho, \varphi, z)$  ima sledeći oblik [2, 56]

$$\nabla^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = -\mu \vec{J} \quad (4.1)$$

gde je  $k = \omega \sqrt{\epsilon \mu} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r}$  fazna konstanta.

Za  $\vec{A} = \hat{a}_z A_z(\rho, \varphi, z)$  i pretpostavljajući da nema izvora u rezonatoru, gustina struje  $\vec{J}$  postaje nula, te se prethodna jednačina svodi na oblik

$$\nabla^2 A_z(\rho, \varphi, z) + k^2 A_z(\rho, \varphi, z) = 0. \quad (4.2)$$

U opštem slučaju, za TM modove, komponente električnog i magnetnog polja mogu se izraziti pomoću vektor potencijala  $A_z$  sledećim jednačinama

$$E_\rho = -\frac{j}{\omega \mu \epsilon} \frac{\partial^2 A_z}{\partial \rho \partial z}, \quad (4.3a)$$

$$E_\varphi = -\frac{j}{\omega \mu \epsilon} \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 A_z}{\partial \varphi \partial z}, \quad (4.3b)$$

$$E_z = -\frac{j}{\omega \mu \epsilon} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) A_z, \quad (4.3c)$$

$$H_\rho = \frac{1}{\mu \rho} \frac{\partial A_z}{\partial \varphi}, \quad (4.3d)$$

$$H_\varphi = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial \rho}, \quad (4.3e)$$

$$H_z = 0. \quad (4.3f)$$

Uzimajući u obzir granične uslove:

$J_\rho(\rho = a) = H_\varphi(\rho = a, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, 0 \leq z \leq h) = 0$ , na omotaču rezonatora (magnetni zid),

$E_\rho(0 \leq \rho \leq a, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z = h) = 0$ , na gornjoj površi rezonatora (električni zid),

$E_\rho(0 \leq \rho \leq a, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z = 0) = 0$ , na donjoj površi rezonatora (električni zid),

i korišćenjem metoda razdvajanja promenljivih, rešenje za magnetni vektor potencijal može se napisati u obliku

$$A_z = B_{nmp} J_n(k_\rho \rho) \cos(n\varphi + \Phi_0) \cos(k_z z), \quad (4.4)$$

gde je  $B_{nmp}$  amplituda karakteristična za određeni mod (TM<sub>nmp</sub>),  $J_n(\chi)$  je *Bessel*-ova funkcija prve vrste  $n$ -tog reda, a sa  $\Phi_0$  je označen početni ugao u smeru azimuta koji zavisi od odabranog koordinatnog sistema. Taj se ugao može izjednačiti sa nulom, jer zavisi od tačke u kojoj se pobuđuje rezonator, koja se može slobodno birati.

Uzimajući u obzir da fazne konstante u  $r$ - i  $z$ -smeru moraju zadovoljavati uslov

$$k_\rho^2 + k_z^2 = k^2 = \omega_r^2 \mu \epsilon, \quad (4.5)$$

iz jednačina (4.3a-f) i (4.4) izvede se sledeći izrazi za komponente polja

$$E_\rho = j \frac{\omega k_\rho k_z}{k^2} B_{nmp} J_n'(k_\rho \rho) \cos(n\varphi) \sin(k_z z), \quad (4.6a)$$

$$E_\varphi = -j \frac{\omega k_z}{k^2} B_{nmp} J_n(k_\rho \rho) \sin(n\varphi) \sin(k_z z), \quad (4.6b)$$

$$E_z = -j \frac{\omega k_\rho^2}{k^2} B_{nmp} J_n(k_\rho \rho) \cos(n\varphi) \cos(k_z z), \quad (4.6c)$$

$$H_\rho = -\frac{n}{\mu \rho} B_{nmp} J_n(k_\rho \rho) \sin(n\varphi) \cos(k_z z), \quad (4.6d)$$

$$H_\varphi = -\frac{1}{\mu} B_{nmp} J_n'(k_\rho \rho) \cos(n\varphi) \cos(k_z z), \quad (4.6e)$$



$$H_z = 0. \quad (4.6f)$$

Indeksi  $n$ ,  $m$  i  $p$ , svojstveni pojedinom modu, mogu se odrediti na sledeći način. Iz jednačina (4.6a-f) se vidi da indeks  $n$  određuje periodičnost polja (svih komponenta) po azimutu ( $\varphi$ ) što ujedno određuje i red *Bessel*-ove funkcije. Prema tome, indeks  $n$  može imati vrednosti  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Kako na omotaču cilindričnog rezonatora tangencijalna komponenta magnetnog polja ( $H_\varphi$ ) mora biti jednaka nuli, iz jednačine (4.6e) sledi uslov da izvod *Bessel*-ove funkcije za  $\rho = a$  mora biti jednak nuli

$$J'_n(k_\rho a) = J'_n(\chi'_{nm}) = 0. \quad (4.7)$$

Imajući u vidu da je  $\chi' = k_\rho \rho$ , to indeks  $m$  određuje redni broj nule funkcije i on može biti  $m = 1, 2, 3, \dots$

Poluprečnik cilindričnog rezonatora je, prema tome, određen jednačinom

$$\chi'_{nm} = k_\rho a, \quad (4.8)$$

gde je  $\chi'_{nm}$   $m$ -ti koren izvoda *Bessel*-ove funkcije  $n$ -tog reda, pa se može reći da rezonansa nastupa kada je  $k_\rho a = \chi'_{nm}$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots, m = 1, 2, 3, \dots$

Kako u smeru  $z$ -ose, tangencijalne komponente električnog polja ( $E_\rho$  i  $E_\varphi$ ) na visinama  $z = 0$  i  $z = h$ , odnosno na provodnim površima, moraju biti jednake nuli, iz jednačina (4.6a i b) sledi

$$k_z h = p\pi, \quad p = 0, 1, 2, \dots \quad (4.9)$$

$$k^2 = k_\rho^2 + k_z^2 = \omega^2 \mu \varepsilon = \left( \frac{\chi'_{nm}}{a} \right)^2 + \left( \frac{p\pi}{h} \right)^2, \quad v_g = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}}. \quad (4.10)$$

Debljina supstrata je relativno mala ( $h \ll \lambda$ ), što znači da  $p$  i  $k_z$  moraju biti jednaki nuli, te na osnovu jednačine (4.5) sledi  $k_\rho = k$ .

Konačno, komponente električnog i magnetnog polja u cilindričnom rezonatoru, kojim je predstavljena kružna mikrostrip antena, dobijaju sledeći [2, 56] oblik

$$E_\rho = E_\varphi = H_z = 0, \quad (4.11)$$

$$E_z = -j \frac{\omega k \rho}{k^2} B_{nmp} J_n(k\rho) \cos(n\varphi) = E_0 J_n(k\rho) \cos(n\varphi), \quad (4.12)$$

$$H_\rho = -\frac{n}{\mu\rho} B_{nmp} J_n(k\rho) \sin(n\varphi) = -j \frac{n}{\omega\mu\rho} E_0 J_n(k\rho) \sin(n\varphi), \quad (4.13)$$

$$H_\varphi = -\frac{1}{\mu} k B_{nmp} J'_n(k\rho) \cos(n\varphi) = -j \frac{k}{\mu} E_0 J'_n(k\rho) \cos(n\varphi). \quad (4.14)$$

Za dominantni mod,  $TM_{110}$ , izrazi kojima su opisane komponente polja postaju

$$E_z = E_0 J_1(k\rho) \cos(\varphi), \quad (4.15)$$

$$H_\rho = -j \frac{E_0}{\omega\mu\rho} J_1(k\rho) \sin(\varphi), \quad (4.16)$$

$$H_\varphi = -j \frac{E_0 k}{\mu} J'_1(k\rho) \cos(\varphi). \quad (4.17)$$

#### 4.1.2.2 Rezonantna frekvencija kružne mikrostrip *patch* antene

Uzimajući u obzir prethodnu analizu, rezonantna frekvencija za  $TM_{nm}$  modove unutar cilindričnog rezonatora, kojim je predstavljena *patch* antena, može se odrediti na osnovu jednačine (4.10) kao

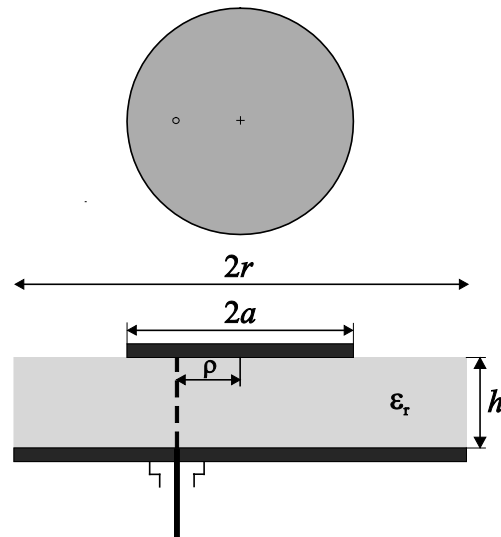
$$f_{nmp}^{TM} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{\chi'_{nm}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{h}\right)^2}, \quad (4.18)$$

gde je  $c$  brzina prostiranja elektromagnetnih talasa u slobodnom prostoru.

U slučaju kružne mikrostrip antene (Sl. 4.3), uz zadovoljavanje prethodno razmatranih graničnih uslova, jednačina (4.18) dobija oblik [2, 56]

$$f_{nm} = \frac{\chi'_{nm} \cdot c}{2\pi a \sqrt{\varepsilon_r}}, \quad (4.19)$$

gde su  $\chi'_{nm}$   $m$ -ti koren izvoda *Bessel*-ove funkcije  $n$ -tog reda,  $c$  brzina prostiranja elektromagnetnih talasa u slobodnom prostoru,  $a$  poluprečnik provodne površi antene i  $\varepsilon_r$  relativna dielektrična konstanta supstrata. Primećuje se da je rezonantna frekvencija proporcionalna korenu izvoda *Bessel*-ove funkcije prve vrste, čije su vrednosti po veličini date u Tabeli 4.1.



Sl. 4.3 Geometrija kružne mikrostrip antene

Tabela 4.1 Vrednosti korena izvoda Bessel-ove funkcije prve vrste  $n$ -tog reda

Mod	0,1	1,1	2,1	0,2	3,1	1,2	2,2	0,2	1,3
$TM_{nm}$									
$\chi'_{nm}$	0	1.84118	3.05424	3.83171	4.20119	5.331	6.71	7.02	8.54

Na osnovu prezentovanih vrednosti može se zaključiti da TM mod, kojem odgovaraju indeksi  $n = m = 1$ , poznat kao dominantni mod  $TM_{11}$ , ima najnižu rezonantnu frekvenciju koja iznosi

$$f_{11} = \frac{1.84118 \cdot c}{2\pi a \sqrt{\epsilon_r}}. \quad (4.20)$$

Imajući u vidu da se električno polje ne završava naglo na kraju provodne površi, već postepeno opada udaljavanjem od ivice (ivični efekat), to je efektivni poluprečnik kružne provodne površi u električnom smislu malo veći od fizičkog poluprečnika. Iako ovo povećanje, za *patch* antene jednostavnog oblika, zavisi od karakteristika supstrata i oblika provodne površi, u slučaju supstrata male debljine približno je jednako debljini supstrata [2, 56, 62].

Jedan od pristupa za određivanje efektivnog poluprečnika kružne mikrostrip antene,  $a_{ef}$ , za mod  $TM_{11}$ , koji je predložio *Derneryd* [14, 56], zasniva se na sledećoj relaciji

$$a_{ef} = a \left\{ 1 + \frac{2h}{\pi a \epsilon_r} \left( \ln \frac{\pi a}{2h} + 1.7726 \right) \right\}^{1/2}. \quad (4.21)$$

Prema tome, za preciznije određivanje rezonantne frekvencije potrebno je u jednačinu (4.20) uvesti  $a_{ef}$  umesto  $a$

$$f_{11} = \frac{1.84118 \cdot c}{2\pi a_{ef} \sqrt{\epsilon_r}}. \quad (4.22)$$

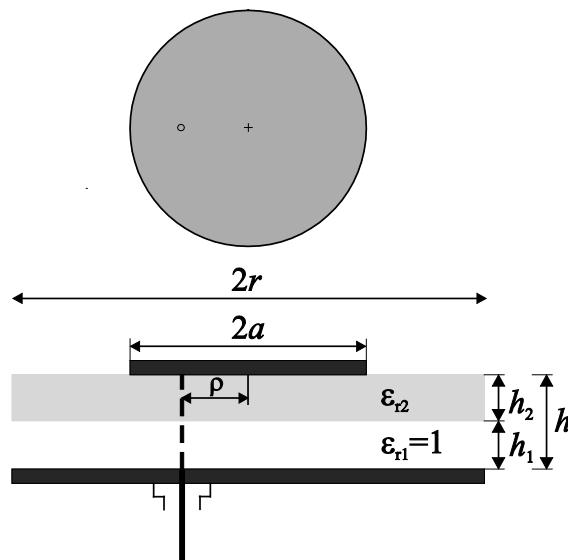
U samom procesu izrade dizajna antene potrebno je, u prvoj aproksimaciji, za zadatu rezonantnu frekvenciju, odrediti  $a_{ef}$  iz jednačine (4.22).

Pored konvencionalne mikrostrip antene kružnog oblika veliku pažnju među istraživačima, ali i primenu u *state-of-the-art* aplikacijama, nalaze i antene sa vazдушnim procepom između uzemljene metalne podloge i supstrata, kao i tzv. invertovane mikrostrip antene. Analitički metodi za proračun rezonantnih frekvencija i efektivnog poluprečnika ovih tipova antena biće dati u narednim poglavljima.

#### 4.1.2.3 Rezonantna frekvencija kružne mikrostrip *patch* antene sa vazдушnim procepom

Dizajn mikrostrip antene sa vazдушnim procepom između uzemljene metalne folije i supstrata (Sl. 4.4), realizovan zahvaljujući autorima *Lee* i *Dahele* [68], omogućava promenu rezonantne frekvencije jednostavnom promenom debljine vazdušnog procepa. U poređenju sa klasičnom strukturom mikrostrip antene, efektivna permitivnost ove konfiguracije je manja zbog prisustva dva sloja, jednog ispunjenog vazduhom i drugog sloja koga čini supstrat. Kako efektivna permitivnost opada sa povećanjem visine vazdušnog sloja, težeći ka permitivnosti vakuuma za beskonačnu visinu sloja vazduha, zaključuje se da se rezonantna frekvencija može npr. smanjiti povećanjem visine procepa. Pored toga, prisustvo vazdušnog procepa doprinosi povećanju propusnog opsega antene, delom zbog povećanja efektivne debljine dielektrika, a delom zbog redukovanja efektivne permitivnosti [68, 69].

Validnost analitičkih formula, koje je predložio *Abboud* [70], za predikciju rezonantnih frekvencija ovakvih antena ograničena je na antene kod kojih važi  $a/h > 1$  i  $\epsilon_r < 10$ , što znači da model nije primenljiv za antene malih vrednosti poluprečnika, naročito kada je ukupna debljina ( $h = h_1 + h_2$ ) antene značajna. *Guha* je, potom, predložio postupak za efikasno određivanje rezonantnih frekvencija antena sa vazдушnim procepom, kod kojih je ukupna debljina supstrata i vazduha značajna u odnosu na dimenzije provodne površi [71].



Sl. 4.4 Geometrija kružne patch antene sa vazдушnim procepom

Predložen metod je podjednako validan i za antene koje karakteriše mala debljina u električnom smislu, kao i za antene sa promenljivom debljinom supstrata, a može se koristiti i u slučaju konvencionalnih antena bez procepa uzimajući da je  $h_1 = 0$ .

Kombinujući istraživanja *Wolff*-a i *Knoppik*-a [72], koji se odnose na uvođenje uticaja *fringing* polja i definisanje tzv. dinamičke dielektrične konstante, i rezultate *Chew*-a i *Kong*-a [73] na primeru kružne mikrostrip antene, *Abboud* [70] je predložio način za određivanje rezonantne frekvencije kružne mikrostrip antene sa i bez vazdušnog procepa koristeći dinamičku dielektričnu konstantu. Kako bi se uzeo u obzir uticaj vazdušnog procepa ispod sloja supstrata, definisana je ekvivalentna dielektrična konstanta [70]

$$\varepsilon_{re} = \frac{\varepsilon_{r1}\varepsilon_{r2}(h_1 + h_2)}{\varepsilon_{r1}h_2 + \varepsilon_{r2}h_1}, \quad (4.23)$$

gde je  $\varepsilon_{r1}$  dielektrična konstanta vazduha, a  $\varepsilon_{r2}$  dielektrična konstanta supstrata. Kod mikrostrip antena bez vazdušnog procepa važi  $h_1 = 0$ , tako da se dobija  $\varepsilon_{re} = \varepsilon_{r2}$ .

*Guha* je, međutim, predložio modifikaciju analitičke formule za određivanje rezonantne frekvencije kružne mikrostrip antene, sa i bez vazdušnog procepa [72], tako što se umesto dinamičke uvodi efektivna dielektrična konstanta

$$f_{nm} = \frac{\chi'_{nm} \cdot c}{2\pi a_{ef} \sqrt{\varepsilon_{r,eff}}}, \quad (4.24)$$

gde su  $\chi'_{nm}$   $m$ -ti koren izvoda *Bessel*-ove funkcije  $n$ -tog reda,  $c$  brzina prostiranja elektromagnetnih talasa u slobodnom prostoru,  $a$  poluprečnik provodne površi antene i  $\epsilon_{r,eff}$  efektivna dielektrična konstanta medijuma ispod provodne površi [71]

$$\epsilon_{r,eff} = \frac{4\epsilon_{re}\epsilon_{r,dyn}}{\left(\sqrt{\epsilon_{re}} + \sqrt{\epsilon_{r,dyn}}\right)}. \quad (4.25)$$

Efektivni poluprečnik provodne površi antene, u skladu sa prethodnim razmatranjima, određuje se kao [71]

$$a_{ef} = a\sqrt{1+q}, \quad (4.26)$$

gde je  $a$  stvarni poluprečnik provodne površi, dok faktor  $q$  predstavlja uticaj statičkog *fringing* polja, koji se izračunava pomoću sledećih izraza [71]

$$q = u + v + uv, \quad (4.27a)$$

$$u = \left(1 + \frac{1}{\epsilon_{re}}\right) \frac{4}{\pi a/h}, \quad (4.27b)$$

$$v = \frac{2}{3t} \frac{\ln p}{8 + \pi a/h} + \left(\frac{1}{t} - 1\right) / g, \quad (4.27c)$$

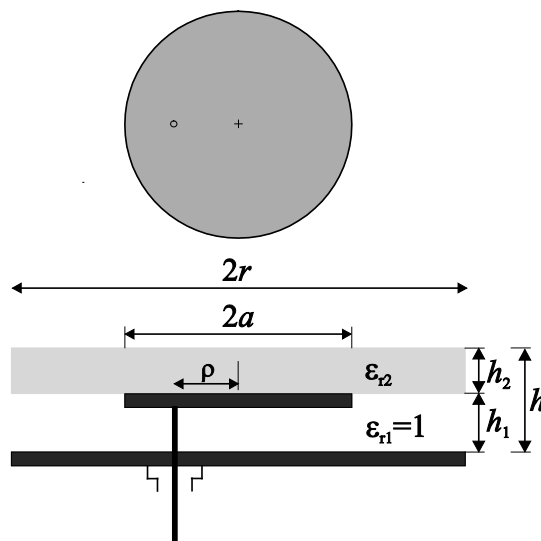
$$t = 0.37 + 0.63\epsilon_{re}, \quad (4.27d)$$

$$p = \frac{1 + 0.8(a/h)^2 + (0.31a/h)^4}{1 + 0.9a/h}, \quad (4.27e)$$

$$g = 4 + 2.6a/h + 2.9h/a. \quad (4.27f)$$

#### 4.1.2.4 Rezonantna frekvencija invertovane kružne *patch* antene

Kod invertovane mikrostrip antene kružnog oblika (*Inverted Microstrip Circular Patch* - IMCP), vazdušni procep postoji između uzemljene podloge i provodne površi (Sl. 4.5). Princip invertovanja provodne površi omogućava realizaciju antena (pasivnih i aktivnih modula) koje imaju niz prednosti u odnosu na konvencionalne antene. Budući da je medijum



Sl. 4.5 Geometrija invertovane kružne patch antene

ispod provodne površi ispunjen vazduhom, pojednostavljen je postupak integrisanja sa aktivnim uređajima, koji se mogu smestiti u prostor između metalnih folija, kao i postupak optimizacije njihovog položaja. Takođe, u slučaju antene sa koaksijalnom pobudom, nije potrebno bušiti supstrat ni provodnu površ radi postavljanja pobude, odnosno povezivanja sonde sa provodnom površi. Za razliku od konvencionalnih antena, ove karakteristike invertovanih antena omogućavaju postizanje prilagođenja impedanse bez degradacije supstrata ili provodne površi. U vazдушnom procepu ne dolazi do pobuđivanja površinskih talasa, kao što je to slučaj u sloju supstrata kod konvencionalnih antena, čak i kada je debljina ovog procepa velika. Prema tome, ova konfiguracija antene trebalo bi da omogući poboljšanje propusnog opsega bez narušavanja dijagrama zračenja ili stepena korisnog dejstva antene [74, 75].

*Guha* je predložio analitički postupak za određivanje rezonantnih frekvencija invertovanih mikrostrip antena [74], koji se zasniva na sledećoj formuli

$$f_{nm} = \frac{\chi'_{nm} \cdot c}{2\pi a_{ef}}, \quad (4.28)$$

gde je  $\chi'_{nm}$   $m$ -ti koren izvoda *Bessel*-ove funkcije  $n$ -tog reda i određuje mod  $TM_{nm}$ , a  $a_{ef}$  efektivni poluprečnik invertovane provodne površi.

Efektivni poluprečnik rezonatora oivičenog magnetnim zidom je, u električnom smislu, veći od stvarnog poluprečnika antene, zbog ivičnog efekta, a može se odrediti na osnovu formule, primenljive za sve vrednosti  $a/h_1$  [71]

$$a_{ef} = a\sqrt{1+q}, \quad (4.29)$$

gde je  $a$  stvarni poluprečnik provodne površi, dok faktor  $q$  predstavlja uticaj statičkog *fringing* polja koji se izračunava pomoću izraza [76]

$$q = \left(1 + \varepsilon_{re,i}^{-1}\right) \frac{4}{\pi a / h_1} \times \left[ 1 + \frac{(0.37 + 0.63\varepsilon_{re,i})^{-1} - 1}{\left\{ \frac{4(1 + \varepsilon_{re,i})}{\pi} \right\} \left\{ \frac{4h_1}{a} + 2.6 + \frac{2.9h_1^2}{a^2} \right\}} + \frac{(0.37 + 0.63\varepsilon_{re,i})^{-1} - 1}{4 + \frac{2.6a}{h_1} + \frac{2.9h_1}{a}} \right]. \quad (4.30)$$

Na osnovu poslednje formule, može se zaključiti da  $q$  faktor zavisi od odnosa poluprečnika provodne površi i debljine vazdušnog procepa  $a/h_1$ , kao i od efektivne relativne permitivnosti medijuma ispod provodne površi,  $\varepsilon_{re,i}$ . Sloj dielektrika visine  $h_2$  iznad provodne površi uzrokuje promenu *fringing* električnog polja i njegov uticaj se uzima u obzir prilikom određivanja  $\varepsilon_{re,i}$ , kao funkcije odnosa  $a/h_1$  i  $h_2/h_1$  [77], na sledeći način

$$\varepsilon_{re,i} = \varepsilon_{r1}p_1 + \varepsilon_{r1}(1-p_1)^2 \times \left[ \varepsilon_r^2 p_2 p_3 + \varepsilon_{r2} \left\{ p_2 p_4 + (p_3 + p_4)^2 \right\} \right] \times, \quad (4.31a)$$

$$\times \left[ \varepsilon_r^2 p_2 p_3 p_4 + \varepsilon_{r1} (\varepsilon_{r2} p_3 + p_4) (1-p_1-p_4)^2 + \varepsilon_{r2} p_4 \left\{ p_2 p_4 + (p_3 + p_4)^2 \right\} \right]^{-1}, \quad (4.31a)$$

$$p_1 = 1 - \frac{h_1}{2w_e} \ln \left( \frac{\pi}{h_1} w_e - 1 \right) - p_4, \quad (4.31b)$$

$$p_2 = 1 - p_1 - p_3 - 2p_4, \quad (4.31c)$$

$$p_3 = \frac{h_1 - g_1}{2w_e} \ln \left( \frac{\pi w_e}{h_1} \frac{\cos(\pi g_1 / 2h_1)}{\pi(0.5 + h_2/h_1) + \pi g_1 / 2h_1} + \sin(\pi g_1 / 2h_1) \right), \quad (4.31d)$$

$$p_4 = \frac{h_1}{2w_e} \ln \left( \frac{\pi}{2} - \frac{h_1}{2w_e} \right), \quad (4.31e)$$

$$g_1 = \frac{2h_1}{\pi} \arctan \left[ \frac{\pi h_2 / h_1}{(\pi/2)(w_e/h_1) - 2} \right], \quad (4.31f)$$



$$w_e = \sqrt{\frac{\varepsilon_r'}{\varepsilon_{ere,i}'}} \left[ \left\{ 1.142a + 0.882h_1 + 0.164h_1 \frac{(\varepsilon_r' - 1)}{(\varepsilon_r')^2} \right\} + h_1 \frac{(\varepsilon_r' - 1)}{\pi \varepsilon_r'} \{ \ln(0.94 + 1.142a / 2h_1) + 1.451 \} \right], \quad (4.31g)$$

$$\varepsilon_r' = \frac{2\varepsilon_{ere,i}' - 1 + \left(1 + \frac{10h_1}{w_e}\right)^{-1/2}}{1 + \left(1 + \frac{10h_1}{w_e}\right)^{-1/2}}. \quad (4.31h)$$

Veličine  $\varepsilon_r'$  i  $w_e$  određuju se iterativnim postupkom pri čemu se za početne vrednosti uzima  $\varepsilon_r' = \varepsilon_{r1}$  i  $\varepsilon_{ere,i}' = \varepsilon_r'$ .

### 4.1.3 Dijagram zračenja antene

U dalekom polju zračenja, gde važi  $r \gg 2L^2 / \lambda_0$  ( $L$  je najveća dimenzija), elektromagnetno polje ima karakter sfernog talasa, što znači da postoje samo ugaone komponente polja, odnosno  $\theta$  i  $\varphi$  komponente električnog polja [56]. One se mogu naći korišćenjem vektor potencijala, bilo na osnovu  $E_z$  komponente polja u prostoru između provodne površi i uzemljene metalne folije za  $\rho = a$  (primenom električnog vektor potencijala) bilo na osnovu struja u provodnoj površi (primenom magnetnog vektor potencijala).

Zračenje u gornjoj polusferi se određuje korišćenjem teorije lika u ogledalu [2, 3, 56], prema kojoj se uzemljena metalna folija predstavlja ekvivalentnom magnetnom strujom, što rezultuje udvostručavanjem gustine ekvivalentne magnetne struje. Budući da postoji samo tangencijalna komponenta električnog polja  $E_z$ , ekvivalentna magnetna struja može se izraziti kao [14, 56]

$$\vec{M} = \vec{E} \times \hat{\rho} = E_z \hat{\phi} = \hat{\phi} \sum_{n=0}^{\infty} E_0 J_n(k\rho) \cos(n\varphi), \quad a < \rho < a + h. \quad (4.32)$$

Zbog eksponencijalnog slabljenja električnog polja za  $\rho > a$ , pretpostavljeno je da je efektivno povećanje površi u radijalnom pravcu jednako debljini supstrata. Takođe, kako je

tačna raspodela  $E_z$  komponente polja kroz supstrat nepoznata i uzimajući u obzir da je debljina supstrata takva da važi  $h/\lambda_0 \ll 1$ , može se pretpostaviti da je  $E_z$  konstantno.

Integraljenjem izraza za ekvivalentnu magnetnu struju po definisanoj površini, može se izračunati električni vektor potencijal, koji se zatim koristi za određivanje  $\theta$  i  $\varphi$  komponenti električnog polja u dalekoj zoni zračenja [14, 56]

$$E_\theta = -j^n \frac{V_0 a k_0}{2} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \cos(n\varphi) J_n'(k_0 a \sin \theta), \quad (4.33)$$

$$E_\varphi = n j^n \frac{V_0 a k_0}{2} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \sin(n\varphi) \frac{J_n(k_0 a \sin \theta)}{k_0 a \sin \theta} \cos \theta, \quad (4.34)$$

gde je  $V_0 = hE_0 J_0(\chi_{nm})$ , poznat kao ivični napon za  $\varphi = 0$ .

Prethodnim izrazima nisu obuhvaćeni uticaji supstrata i donje metalizacije, te je neophodno izvršiti korekciju primenom odgovarajućeg korekcionog faktora. Najjednostavnija aproksimacija podrazumeva množenje prethodnih izraza brojem 2. Ukoliko se uvedu i sledeće relacije [14, 56]

$$J_n(x) = \frac{x}{2n} (J_{n+1}(x) + J_{n-1}(x)), \quad (4.35)$$

$$J_n'(x) = \frac{1}{2} (J_{n-1}(x) - J_{n+1}(x)), \quad (4.36)$$

konačno se za dijagram zračenja u  $E$ -ravni dobija izraz

$$\begin{aligned} E_\theta &= -j^n \frac{V_0 a k_0}{2} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \cos(n\varphi) (J_{n-1}(k_0 a \sin \theta) - J_{n+1}(k_0 a \sin \theta)) = \\ &= -j^n \frac{V_0 a k_0}{2} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \cos(n\varphi) B_M(k_0 a \sin \theta), \end{aligned} \quad (4.37)$$

odnosno, za dijagram zračenja u  $H$ -ravni

$$\begin{aligned} E_\varphi &= j^n \frac{V_0 a k_0}{2} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \sin(n\varphi) \cos \theta (J_{n+1}(k_0 a \sin \theta) + J_{n-1}(k_0 a \sin \theta)) = \\ &= j^n \frac{V_0 a k_0}{2} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \sin(n\varphi) \cos \theta B_P(k_0 a \sin \theta). \end{aligned} \quad (4.38)$$

Iz poslednjih jednačina, za dominantni mod, može se dobiti apsolutna vrednost polja u  $E$ -ravni ( $\varphi = 0^\circ$ ,  $\varphi = 180^\circ$ ,  $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ )

$$|E_\theta| = \frac{V_0 a k_0}{2r} (J_2(k_0 a \sin \theta) - J_0(k_0 a \sin \theta)), \quad |E_\varphi| = 0, \quad (4.39)$$

kao i apsolutna vrednost polja u  $H$ -ravni ( $\varphi = 90^\circ$ ,  $\varphi = 270^\circ$ ,  $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ )

$$|E_\theta| = 0, \quad |E_\varphi| = \frac{V_0 a k_0}{2r} \cos \theta (J_2(k_0 a \sin \theta) + J_0(k_0 a \sin \theta)). \quad (4.40)$$

#### 4.1.4 Snaga zračenja i konduktanse

Ukupna snaga zračenja *patch* antene,  $P_r$ , može se odrediti kao fluks *Pointing*-ovog vektora, kroz sfernu površinu, iznad provodne površi poluprečnika  $r$  [2, 14]

$$P_r = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \iint_S (\vec{E} \times \vec{H}^*) d\vec{S} = P_r = \frac{1}{2Z_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} (|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (4.41)$$

Prethodni izraz se može napisati u sledećem obliku

$$P_r = \frac{(hE_0 J_n(ka) a k_0)^2}{240} I_1, \quad \text{za } n \geq 1, \quad (4.42)$$

gde je

$$I_1 = \int_0^{\pi/2} \left( J_n^2(k_0 a \sin \theta) + n^2 \frac{J_n^2(k_0 a \sin \theta)}{(k_0 a \sin \theta)^2} \cos^2 \theta \right) \sin \theta d\theta, \quad (4.43)$$

ili, ekvivalentno

$$I_1 = \frac{1}{4} \int_0^{\pi/2} \left( B_M^2(k_0 a \sin \theta) + \cos^2 \theta B_P^2(k_0 a \sin \theta) \right) \sin \theta d\theta = \frac{I_2}{4}. \quad (4.44)$$

Ukupna energija, lokalizovana u prostoru *patch*-a na rezonantnoj frekvenciji  $\omega_r$ , može se odrediti na osnovu polja ispod provodne površi [56]

$$W_T = W_e + 2W_m = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{2} \iiint_V |E|^2 dV = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{2} h \iint_S |E_z|^2 dS, \quad (4.45)$$

odakle se dobija izraz

$$W_T = \frac{hE_0^2}{8\omega_r f \mu_0} J_n^2(ka) \left( (ka)^2 - n^2 \right). \quad (4.46)$$

Gubici usled nehomogenosti dielektrika mogu se izračunati na osnovu električnog polja ispod provodne površi [56]

$$P_d = \frac{\omega_r \varepsilon_0 \varepsilon_r \tan \delta}{2} \iiint_V |E|^2 dV = \frac{\omega_r \varepsilon_0 \varepsilon_r \tan \delta}{2} h \iint_S |E_z|^2 dS = \omega_r \cdot \tan \delta \cdot W_T, \quad (4.47)$$

gde je  $\tan \delta$  tangens ugla gubitaka u dielektriku.

Gubici usled Džulovih efekata,  $P_c$ , mogu se odrediti preko magnetnog polja na provodnoj površi i uzemljenoj metalnoj površi antene kao [56]

$$P_c = 2 \frac{R_s}{2} \iint_S (\vec{J} \cdot \vec{J}^*) dS = 2 \frac{R_s}{2} \iint_S |H_s|^2 dS \approx \frac{\omega_r \cdot W_T}{h \sqrt{\pi f_r \mu_0 \sigma}}, \quad (4.48)$$

gde je  $R_s = \sqrt{\frac{\omega_r \mu_0 \sigma}{2}} = \sqrt{\pi f_r \mu_0 \sigma}$  specifična površinska otpornost provodnika, a  $\sigma$  specifična električna provodnost.

### **Konduktansa zračenja**

Konduktansa zračenja antene definiše se kao konduktivnost na kojoj se troši ista snaga jednaka ukupnoj izračenoj snazi antene. Kada se antena pobuđuje na ivici provodne površi, konduktansa zračenja se može odrediti na osnovu izračene snage pomoću izraza [2, 56]

$$G_r = \frac{2P_r}{V_0^2}. \quad (4.49)$$

Za  $\varphi = 0$ , konduktansa usled zračenja antene na ivici provodne kružne površi iznosi

$$G_{rad} = \varepsilon_{n0} \frac{(ak_0)^2}{480} \int_0^{\pi/2} \left( B_M^2(k_0 a \sin \theta) + \cos^2 \theta B_P^2(k_0 a \sin \theta) \right) \sin \theta d\theta, \quad (4.50)$$

gde je

$$\varepsilon_{n0} = \begin{cases} 2, & n = 0 \\ 1, & n \neq 0 \end{cases}. \quad (4.51)$$

Pored konduktanse usled zračenja antene, treba uzeti u obzir i gubitke u dielektriku i metalnim površima, što se može opisati ukupnom konduktansom [2, 56]

$$G_T = G_{rad} + G_{diel} + G_c. \quad (4.52)$$

### Gubici u dielektriku

Slabljenje snage u dielektriku je posledica nesavršenosti dielektrika i može se izraziti preko ekvivalentne konduktanse za  $\varphi = 0$  [2, 56]

$$G_{diel} = \frac{\varepsilon_{n0} \tan \delta}{4\mu_0 h f_r} \left( (ka)^2 - n^2 \right). \quad (4.53)$$

Gubici u dielektriku su proporcionalni tangensu ugla gubitaka i smanjuju se sa povećanjem rezonantne frekvencije i debljine supstrata.

### Džulovi gubici

Budući da su materijali od kojih su načinjene metalne površi konačne provodnosti, to će se deo elektromagnetne energije pretvoriti u toplotu. Generalno je veoma teško odrediti komponente polja u takvim slučajevima. Međutim, ako je specifična površinska otpornost provodnika  $R_s$  veoma mala, komponente polja su bliske poljima za slučaj bez gubitaka, tako da se ekvivalentna konduktansa u prostoru između dve metalizacije u  $\varphi = 0$ , na kojoj se troši disipirana snaga, može odrediti kao [2, 56]

$$G_c = \frac{\varepsilon_{n0} \pi (\pi f_r \mu_0)^{-3/2}}{4h^2 \sqrt{\sigma}} \left( (ka)^2 - n^2 \right). \quad (4.54)$$

## 4.1.5 Direktivnost, $Q$ faktor, propusni opseg

Direktivnost antene predstavlja meru usmerenosti antene u odnosu na izotropnu antenu, a definiše se kao odnos intenziteta zračenja u određenom pravcu i srednje vrednosti intenziteta zračenja u svim pravcima [2], odnosno kao odnos gustine snage zračenja (uobičajeno u pravcu maksimalnog zračenja) i srednje gustine snage zračenja na istoj udaljenosti od antene  $r$  [2, 56]

$$D = \frac{P_{r \max}}{P_{rsr}} = \frac{U(\theta, \varphi)}{U_I}, \quad (4.55)$$

gde je  $P_{r \max}$  gustina snage elektromagnetnog zračenja antene,  $P_{rsr}$  gustina snage elektromagnetnog zračenja izotropne antene,  $U(\theta, \varphi)$ , intenzitet elektromagnetnog zračenja antene,  $U_I$  intenzitet elektromagnetnog zračenja izotropne antene.

Kako je, u slučaju mikrostrip antene, maksimalna gustina snage zračenja u pravcu glavnog snopa zračenja [56, 78]

$$P_{r \max} = \frac{1}{2Z_0} \left( |E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2 \right) \Big|_{\theta=0}, \quad (4.56)$$

izraz za direktivnost postaje

$$D = \frac{U(\theta, \varphi)}{\frac{P_r}{4\pi}} = \frac{\frac{r^2}{2Z_0} \left( |E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2 \right) \Big|_{\theta=0}}{\frac{P_r}{4\pi}} = \frac{4r^2 \pi |E_{\max}|^2}{Z_0 P_r}. \quad (4.57)$$

Zamenom izraza za ugaone komponente polja u dalekoj zoni zračenja (4.33) i (4.34) i izraza za izračenu snagu (4.42) u prethodni izraz, direktivnost kružne *patch* antene za modove sa indeksom  $n = 1$  dobija sledeći oblik za  $\theta = 0^\circ$

$$D = \frac{(k_0 a)^2}{120 G_{rad}}, \quad (4.58)$$

gde je  $G_{rad}$  konduktansa zračenja [2, 56].

Pri određivanju dobitka (*gain*) antene, uzima se u obzir ne samo prostorna raspodela izračene snage, nego i gubitak snage zbog disipacije u samoj anteni. Dobitak se definiše kao odnos intenziteta zračenja antene u određenom pravcu prema ukupnoj ulaznoj snazi, koja obuhvata i Džulove gubitke i gubitke u dielektriku [56]

$$G = \frac{U(\theta, \varphi)}{P_{in} / 4\pi}. \quad (4.59)$$

Dobitak antene i direktivnost su povezani relacijom

$$G = eD, \quad (4.60)$$

gde  $e$  predstavlja stepen korisnog dejstva antene, koji se može definisati kao odnos izračene snage i ulazne snage

$$e = \frac{P_r}{P_{in}} = \frac{P_r}{P_r + P_c + P_d + P_{sur}}, \quad (4.61)$$

odnosno, kao

$$e\% = \frac{P_r}{P_d + P_c + P_r} \times 100\%. \quad (4.62)$$

Stepen korisnog dejstva je uvek manji od jedan,  $0 < e < 1$ , jer se deo ulazne snage gubi u obliku toplote. Prema tome, *gain* je uvek manji od direktivnosti [2].

Pored širine glavnog snopa zračenja i stepena korisnog dejstva antene,  $Q$  (*Quality*) faktor i propusni opseg predstavljaju osnovne karakteristike mikrostrip *patch* antena.

Ukupni  $Q$  faktor, definisan kao odnos energije lokalizovane u sistemu i izgubljene energije, može se izraziti kao [56, 62]

$$\frac{1}{Q_T} = \frac{1}{Q_r} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_{sur}}, \quad (4.63)$$

gde su pojedinačni  $Q$  faktori definisani preko relacija [56, 62]

$$Q_d = \frac{\omega_r W_T}{P_d} = \frac{1}{\tan \delta}, \quad (4.64)$$

$$Q_c = \frac{\omega_r W_T}{P_c} = h \sqrt{\pi f_r \mu_0 \sigma}, \quad (4.65)$$

$$Q_r = \frac{\omega_r W_T}{P_r} = \frac{30 \left| (ka)^2 - n^2 \right|}{h f_r \mu_0 (k_0 a)^2 I_1}. \quad (4.66)$$

Na osnovu prethodnih izraza, za  $Q$  faktor se može pisati

$$Q_T = \frac{\omega_r W_T}{P_d + P_c + P_r}. \quad (4.67)$$

gde je  $W_T$  ukupna energija,  $P_d$  predstavlja gubitke zbog nehomogenosti dielektrika,  $P_c$  Džulove gubitke usled konačne specifične provodnosti provodnika, dok je  $P_r$  snaga koju antena izrači u okolni prostor, odnosno aktivna izračena snaga. U slučaju da je antena realizovana na supstratu male debljine, gubici usled površinskih talasa mogu biti zanemareni ( $Q_{sur}$ ).

Propusni opseg antene podrazumeva opseg frekvencija u kojem performanse antene, definisane određenim parametrima, treba da zadovolje specificirane standarde [2]. Budući da se impedansa mikrostrip *patch* antene znatno brže menja sa frekvencijom u odnosu na impedansu sistema ili linije koji se priključuju na antenu, definiše se ograničeno

frekvencijsko područje unutar kojeg je antena prilagođena na impedansu pobudnog sistema sa zadovoljavajućom vrednošću koeficijenta stojećeg talasa [2, 56]

$$BW = \frac{100(KST - 1)}{Q_T \sqrt{KST}} \% . \quad (4.68)$$

U praksi, propusni opseg antene se definiše u odnosu na koeficijent stojećeg talasa, KST, koji za dobro prilagođenje mora biti manji od 2. Za  $KST = 2$ , što je uobičajeni standard, prethodni izraz postaje

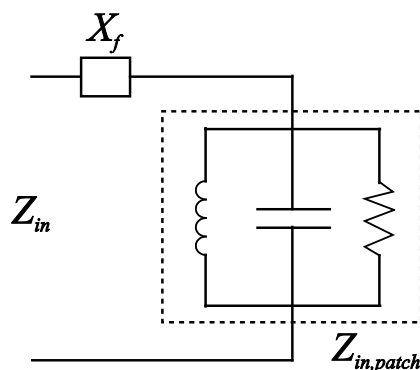
$$BW = \frac{100}{Q_T \sqrt{2}} \% . \quad (4.69)$$

### 4.1.6 Ulazna impedansa

Impedansa antene karakteriše njene osobine u odnosu na sistem napajanja. Poznavanje ulazne impedanse antene neophodno je da bi se obezbedilo prilagođenje antene na napojni vod, čime se obezbeđuje maksimalni transfer energije. Prilagođenjem se i kod predajne i kod prijemne antene poboljšava stepen korisnog dejstva celog prenosnog sistema.

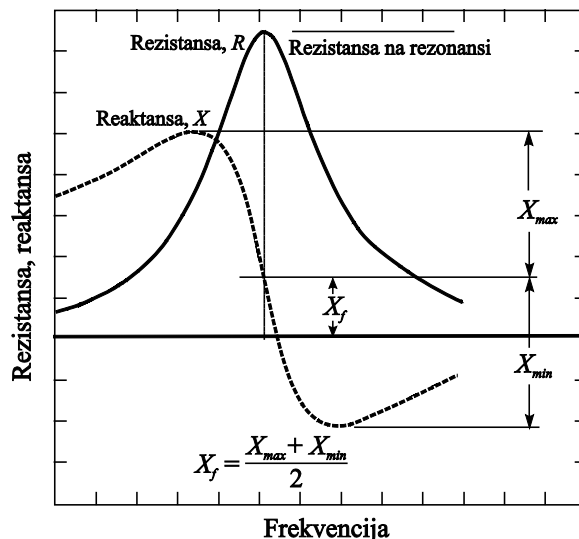
Kada se mikrostrip antena posmatra kao rezonator, za jedan razmatrani mod, ona se može predstaviti ekvivalentnim  $L-C-R$  paralelnim rezonantnim kolom, kao na Sl. 4.6 [2, 78]. U opštem slučaju, ulazna impedansa je kompleksna veličina, pri čemu se i realni i imaginarni deo menjaju sa promenom frekvencije, na način prikazan na Sl. 4.7 [2, 78].

U idealnom slučaju, grafici funkcija, koje odgovaraju rezistansi i reaktansi ulazne impedanse, simetrični su u odnosu na rezonantnu frekvenciju, a vrednost reaktanse na rezonansi jednaka je usrednjenoj sumi maksimalne i minimalne vrednosti reaktanse. Na rezonantnoj frekvenciji, ulazna impedansa antene trebalo bi da bude realna veličina, što znači



Sl. 4.6 Ekvivalentno kolo mikrostrip antene sa koaksijalnom pobudom





Sl. 4.7 Ulazna impedansa mikrostrip antene u blizini rezonantne frekvencije

da bi reaktansa  $Z_{in}$  trebalo da bude jednaka nuli. Prema tome,  $R_r$  se može smatrati najznačajnijim parametrom za određivanje adekvatnog položaja koaksijalne pobude u cilju prilagođenja ulazne impedanse [2, 78].

Ulazna impedansa kružne mikrostrip antene, pobuđene preko koaksijalne pobude postavljene kroz supstrat, u uskoj oblasti oko rezonantne frekvencije, može se predstaviti u zavisnosti od frekvencije i položaja pobude na sledeći način [78]

$$Z_{in}(f, \rho_0) = R_{in}(f, \rho_0) + jX_{in}(f, \rho_0), \quad (4.70)$$

$$R_{in}(f, \rho_0) = \frac{R_r(\rho_0)}{1 + Q_T^2(\bar{f} - \bar{f}^{-1})^2}, \quad (4.71)$$

$$X_{in}(f, \rho_0) = -\frac{R_r(\rho_0)Q_T(\bar{f} - \bar{f}^{-1})}{1 + Q_T^2(\bar{f} - \bar{f}^{-1})^2}, \quad (4.72)$$

gde je sa  $Q_T$  označen  $Q$  faktor rezonatora ispod provodne površi,  $\bar{f}$  predstavlja normalizovanu frekvenciju  $f/f_{nm}$ , dok je  $R_r(\rho_0)$  ulazna otpornost na rezonantnoj frekvenciji, pri čemu je  $\rho_0$  udaljenost pobude od centra antene.

#### 4.1.6.1 Ulazna impedansa kružne mikrostrip antene

U postupku projektovanja antene, nakon određivanja poluprečnika antene za zadati supstrat, potrebno je izabrati položaj pobudne tačke  $(\rho_0, \varphi_0)$ , tako da se obezbedi prilagodjenje

između ulazne impedanse antene i impedanse generatora. Pošto se radi o anteni kružnog oblika, može se izabrati  $\varphi_0 = 0$ , tako da se samo promenom  $\rho_0$  može menjati ulazna impedansa [56].

Kako je ulazna impedansa mikrostrip antene na rezonantnoj frekvenciji realna veličina i imajući u vidu da je ulazna snaga nezavisna od položaja pobude, ulazna impedansa na rezonantnoj frekvenciji može se izraziti kao [56, 78]

$$R_r(\rho) = \frac{1}{G_T} \frac{J_n^2(k\rho_0)}{J_n^2(ka)}, \quad (4.73)$$

gde je  $\rho_0$  udaljenost tačke napajanja od središta provodne površi, a  $G_T$  ukupna konduktansa na rezonantnoj frekvenciji za položaj pobudne sonde  $\rho_0 = a$

$$G_T = \frac{1}{Z_{in}(\rho_0 = a)}, \quad (4.74)$$

Izraz (4.73) se koristi za određivanje položaja pobude za željenu vrednost ulazne impedanse. Pri tome se zahteva iterativni postupak u cilju nalaženja preciznog položaja pobude.

Za  $n = 1$ , izraz (4.73) postaje

$$R_r(\rho_0) = \frac{1}{G_T} \frac{J_1^2(k\rho_0)}{J_1^2(ka)}. \quad (4.75)$$

Guha et al. [56, 78, 79] su predložili modifikovan izraz za određivanje ulazne otpornosti na rezonantnoj frekvenciji za patch antenu kružnog oblika sa i bez vazdušnog procepa

$$R_{in}(f = f_{nm}, \rho_0) = R_r(\rho_0) = R_{edge} \frac{J_n^2\left(k\rho_0 \frac{a}{a_{ef}}\right)}{J_n^2(ka)}, \quad (4.76)$$

gde  $a/a_{ef}$  definiše veličinu  $R_{edge}$  kao ulaznu otpornost  $TM_{nm}$  moda, kada se pobuda nalazi na graničnom magnetnom zidu  $\rho_0 = a_{ef}$

$$R_{edge} = R_r(\rho_0 = a_{ef}) = \frac{1}{G_T} = (G_{rad} + G_c + G_d)^{-1}. \quad (4.77)$$

Iako magnetni zid rezonatora idealno razdvaja unutrašnje od spoljašnjeg polja, pobuda

postavljena blizu ivice provodne površi narušava idealnu situaciju. Deo pobuđenog polja blizu ivice se spreže sa spoljašnjim medijumom, a u cilju određivanja  $R_{edge}$  ovaj efekat se uračunava uvodeći novu efektivnu dielektričnu konstantu kao [79]

$$\varepsilon_{r,eq} = \frac{1 + \varepsilon_{re}}{2}, \quad (4.78)$$

gde  $\varepsilon_{re}$  predstavlja ekvivalentnu dielektričnu konstantu odignutog supstrata, kao na Sl. 4.4, koja se određuje kao [70, 71]

$$\varepsilon_{re} = \frac{\varepsilon_{r1}\varepsilon_{r2}(h_1 + h_2)}{h_1\varepsilon_{r2} + h_2\varepsilon_{r1}}. \quad (4.79)$$

U slučaju strukture bez vazdušnog procepa, odnosno uzimajući  $h_1 = 0$ , dobija se  $\varepsilon_{re} = \varepsilon_r$ .

#### 4.1.6.2 Ulazna impedansa invertovane kružne mikrostrip antene

Ulazna impedansa invertovane mikrostrip kružne antene se određuje na sličan način kao i u slučaju konvencionalne antene, pri čemu se ulazna impedansa na rezonantnoj frekvenciji modifikuje na sledeći način [78, 79]

$$R_{in}(f = f_{nm}, \rho_0) = R_r(\rho_0) = R_{edge} \frac{J_n^2(k\rho_0)}{J_n^2(ka)}. \quad (4.80)$$

pri čemu važi

$$ka = \chi'_{nm} [1 + q(\varepsilon_{re,i})]^{-1/2}. \quad (4.81)$$

Budući da je kod invertovane antene prostor ispod provodne površi ispunjen vazduhom, prilikom izračunavanja  $R_{edge}$  dielektrična konduktansa se može zanemariti

$$R_{edge} = R_r(\rho_0 = a_{ef}) = \frac{1}{G_T} = (G_{rad} + G_c)^{-1}. \quad (4.82)$$

Takođe, pošto se *fringing* električno polje na granici  $\rho_0 = a$  nalazi pod jakim uticajem gornjeg dielektričnog sloja, uvodi se novi faktor koji ima sledeći oblik [78, 79]

$$\varepsilon_{e,re} = \frac{\varepsilon_{re,i}}{\varepsilon_{r2}}. \quad (4.83)$$

### 4.1.6.3 Reaktansa pobude

Koaksijalni SMA konektor se najčešće koristi kao pobuda mikrostrip antena. Njegov unutrašnji provodnik, koji provodi struju na mikrotalasnoj frekvenciji, okarakterisan je reaktansom sonde  $X_f$ . Kako je redno povezana sa ulaznom impedansom *patch*-a (Sl. 4.6), ona značajno utiče na prilagođenje ulazne impedanse antene.

Induktansa pobude se može odrediti na osnovu *Harrington*-ove formule [80]

$$X_f = \frac{Z_d kh}{2\pi} (\ln(4/kd) - 0.577), \quad (4.84)$$

gde je  $Z_d$  karakteristična impedansa sredine,  $k$  fazna konstanta, a  $d$  prečnik pobude. Imajući u vidu da reaktansa  $X_f$  značajno zavisi od položaja pobude  $\rho_0$ , predložena je nova funkcija koju treba pomnožiti sa *Harrington*-ovom formulom kako bi se uzela u obzir i promena reaktanse sa promenom položaja pobude [81]

$$F'(\rho) = \frac{J_n^2[ka\{1 - \rho_0/a\}]}{J_n^2(ka)}. \quad (4.85)$$

Prema tome, modifikovan izraz pomoću kojeg se može izračunati reaktansa pobude ima oblik

$$X_f(f, \rho_0) = X_f(f) \cdot F'(\rho_0). \quad (4.86)$$

Na osnovu poslednjeg izraza, zapaža se da u slučaju  $\rho_0 = 0$ , odnosno kada se pobuda nalazi u centru antene, poslednji izraz se svodi na izraz (4.84).

Konačno, izraz za određivanje imaginarnog dela ulazne impedanse potrebno je korigovati obuhvatanjem reaktanse pobude na sledeći način [81]

$$X'_{in}(f, \rho_0) = X_f(f, \rho_0) + X_{in}(f, \rho_0). \quad (4.87)$$

### 4.1.6.4 Karakteristike antena na osnovu *cavity model*-a

Analizom mikrostrip *patch* antena sa stanovišta modela rezonatora koji curi, odnosno zrači, mogu se izdvojiti sledeće osobenosti [82]:

- Postoji neograničen broj rezonantnih modova, okarakterisanih rezonantnom frekvencijom.
- Usled ivičnog efekta, odnosno *fringing* polja oko ivica provodne površi, efektivni

poluprečnik kružne ploče u električnom smislu je malo veći od fizičkog poluprečnika. U cilju određivanja efektivnog povećanja uglavnom se uvode poluempirijski faktori.

- Svaki rezonantni mod se predstavlja svojim dijagramom zračenja.
- Kod antena sa koaksijalnom pobudom, ulazna impedansa je zavisna od položaja pobude. Na rezonantnoj frekvenciji, promene ulazne otpornosti sa promenom položaja pobude u saglasnosti su sa promenama polja u rezonatoru. Za najniži mod, ulazna otpornost je uglavnom najveća kada se pobuda nalazi blizu ivice provodne ploče i opada sa približavanjem pobude centru ploče. Njena amplituda može varirati od nekoliko desetina do nekoliko stotina  $\Omega$ . Prema tome, adekvatnim izborom položaja pobude može se ostvariti prilagođenje antene i pobude.
- Budući da prostor ispod provodne površi u osnovi predstavlja rezonator, ukupni  $Q$  faktor i propusni opseg zavise od debljine supstrata i njegove permitivnosti. Za male vrednosti permitivnosti, propusni opseg se, u opštem slučaju, povećava sa povećanjem debljine i smanjuje sa povećanjem permitivnosti. Objašnjenje za ovakve promene može se naći u činjenici da se lokalizovana energija smanjuje sa povećanjem debljine supstrata, odnosno raste sa povećanjem permitivnosti, dok se ukupna izgubljena snaga ne menja. U suštini, propusni opseg i  $Q$  faktor su složene funkcije frekvencije, debljine i permitivnosti supstrata.
- U slučaju supstrata veće debljine, propusni opseg može imati vrednost od manje od jednog do nekoliko procenata.

## ***4.2 Primena integralnog cilindričnog TLM metoda na modelovanje kružnih mikrostrip patch antena***

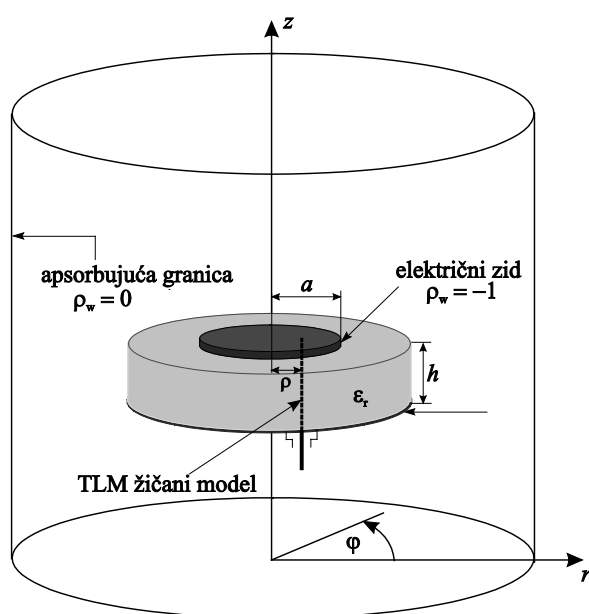
Budući da su performanse antene određene transferom snage između pobudnog elementa i antene, u cilju ostvarivanja maksimalnog transfera snage postavlja se zahtev da ulazna impedansa antene bude prilagođena na impedansu izvora. Prema tome, sa stanovišta praktične realizacije antene dobrih performansi, primena relevantnog metoda koji uključuje adekvatno modelovanje žičane pobude, od posebne je važnosti u procesu projektovanja antene. Na taj način, simulacijama se mogu dobiti pouzdani rezultati u vidu koeficijenta refleksije ili ulazne impedanse antene na osnovu kojih se može utvrditi položaj pobudnog elementa koji obezbeđuje najbolje prilagođenje. Realizovanim TLM solverom u cilindričnim koordinatama, pored određivanja  $S_{11}$  parametra, omogućen je proračun ulazne impedanse

antene za odgovarajući položaj koaksijalne pobude na osnovu odziva simulacije (struje) ili, ekvivalentno,  $S_{11}$  parametra.

U tom kontekstu, nastavak ove glave orijentisan je ka projektovanju i analizi različitih konfiguracija *patch* antena sa težnjom da se istraže mogućnosti integralnog cilindričnog TLM metoda kada su otvorene planarne strukture u pitanju. Dobijeni rezultati verifikovani su merenjima izvršenim u okviru laboratorije *RF and Microwave Research Laboratory, Technische Universitaet Ilmenau*, dok su njegove prednosti, ali i nedostaci, razmatrani na osnovu poređenja sa mogućnostima konvencionalnog TLM metoda u pravougaonim koordinatama, kao i aproksimativnog *cavity model*-a [2, 14].

#### 4.2.1 TLM model kružne mikrostrip antene sa koaksijalnom pobudom

Za adekvatnu realizaciju modela kružne mikrostrip antene primenom TLM metoda neophodno je uzeti u obzir da antena predstavlja tzv. otvoreni problem, zbog čega modelovani prostor oko antene treba proširiti za najmanje 30% od najveće dimenzije antene (Sl. 4.8). Pri tome se spoljašnje granice modela predstavljaju apsorbujućim graničnim površima definisanim odgovarajućim koeficijentom refleksije (Sl. 2.19). Uzemljena metalna podloga i kružna provodna površ, ukoliko se mogu smatrati savršeno provodnim, modeluju se unutrašnjim graničnim površima, koje predstavljaju električni zid, odnosno koeficijent refleksije odgovarajućih vodova graničnih čvorova jednak je -1.



Sl. 4.8 TLM model kružne mikrostrip antene

Imajući u vidu da se mikrostrip antena pobuđuje preko unutrašnjeg provodnika koaksijalnog kabla, koji povezuje uzemljenu metalnu podlogu i provodnu površ, za modelovanje žičanog elementa se primenjuje kompaktni žičani model, odnosno posebna žičana mreža inkorporirana u postojeću mrežu čvorova duž pravca prostiranja žičanog elementa. Odgovarajući portovi krajnjih čvorova žice, koji se završavaju na metalnim površima, opisuju se preko koeficijenta refleksije  $-1$ , dok je žičani provodnik, preko tzv. žičanog porta, povezan sa naponskim generatorom  $V_g = 1V$  unutrašnje otpornosti  $R_g = 50\Omega$ .

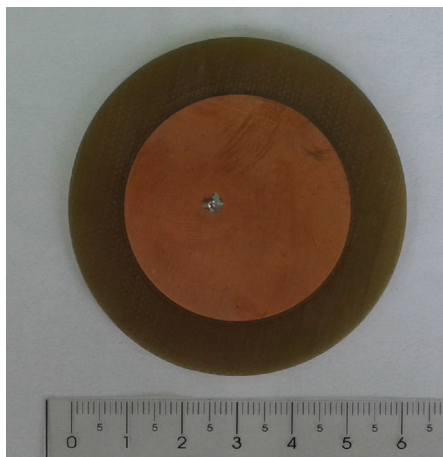
Nakon definisanja modela antene, potrebno je odabrati odgovarajuću rezoluciju TLM mreže čvorova u koordinatnim pravcima primenjenog koordinatnog sistema, tako da se omogući očuvanje vremenskog sinhronizma u procesu rasejanja. To znači da dimenzija TLM ćelija, kojima se modeluje supstrat, treba da bude  $\sqrt{\epsilon_r}$  puta manja od TLM ćelija primenjenih na modelovanje dela ispunjenog vazduhom. Izbor adekvatne rezolucije mreže posebno je delikatan kada se model antene predstavlja pravougaonom TLM mrežom. Naime, za razliku od cilindrične TLM mreže, koja omogućava precizno modelovanje kružnih površi nezavisno od primenjene rezolucije, kod pravougaone mreže treba posebno voditi računa o takvim površima, imajući u vidu da je za njihovo modelovanje potrebno koristiti aproksimaciju (Sl. 2.6). Iz tog razloga, neophodno je primeniti odgovarajuću rezoluciju mreže kojom bi se smanjila numerička greška uzrokovana aproksimativnim modelovanjem kružnih površi i obezbedilo dobijanje pouzdanih rezultata.

U narednim poglavljima, na osnovu opisanog TLM modela mikrostrip antene, uz odgovarajuće korekcije u skladu sa specifičnostima zadate konfiguracije, biće izvršeno istraživanje karakteristika nekoliko konfiguracija kružne *patch* antene primenom *3DTLMcyl\_cw* solvera.

## 4.2.2 Kružna mikrostrip *patch* antena

Poprečni presek i izgled kružne mikrostrip *patch* antene, koja je praktično realizovana na FR4 supstratu karakteristika: permitivnost  $\epsilon_r = 4.2$ , tangens ugla gubitaka  $\tan \delta = 0.02$  i debljina  $h = 1.5$  mm, prikazani su na Sl. 4.3 i Sl. 4.9, respektivno. Poluprečnik provodne površi je  $a = 20$  mm, dok poluprečnik uzemljene podloge iznosi  $r = 30$  mm. Antena je pobuđena preko koaksijalne pobude prečnika  $d_0 = 0.5$  mm.

U cilju verifikacije integralnog cilindričnog TLM metoda, magnituda i faza  $S_{11}$  parametra fabrikovane antene izmereni su pomoću vektorskog analizatora spektra, dok su simulacije TLM modela date antene izvršene primenom *3DTLMcyl\_cw* solvera, kao i korišćenjem



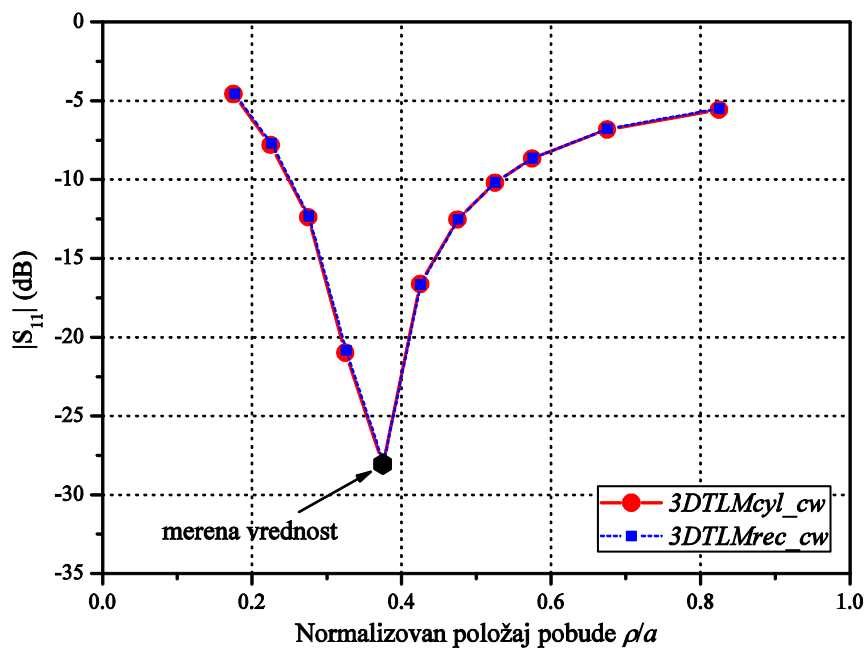
Sl. 4.9 Eksperimentalni model kružne mikrostrip patch antene (FR4)

uobičajenog TLM pristupa u pravougaonim koordinatama. U tom cilju, izabrane su mreže sledećih rezolucija:  $(\varphi \times r \times z) = (36 \times 60 \times 83)$  čvorova i  $(x \times y \times z) = (120 \times 120 \times 83)$  čvorova, u cilindričnom i pravougaonom koordinatnom sistemu, respektivno. Dodatno je, za određivanje  $S_{11}$  parametra na frekvenciji dominantnog moda, korišćen MATLAB kod baziran na aproksimativnom *cavity model*-u.

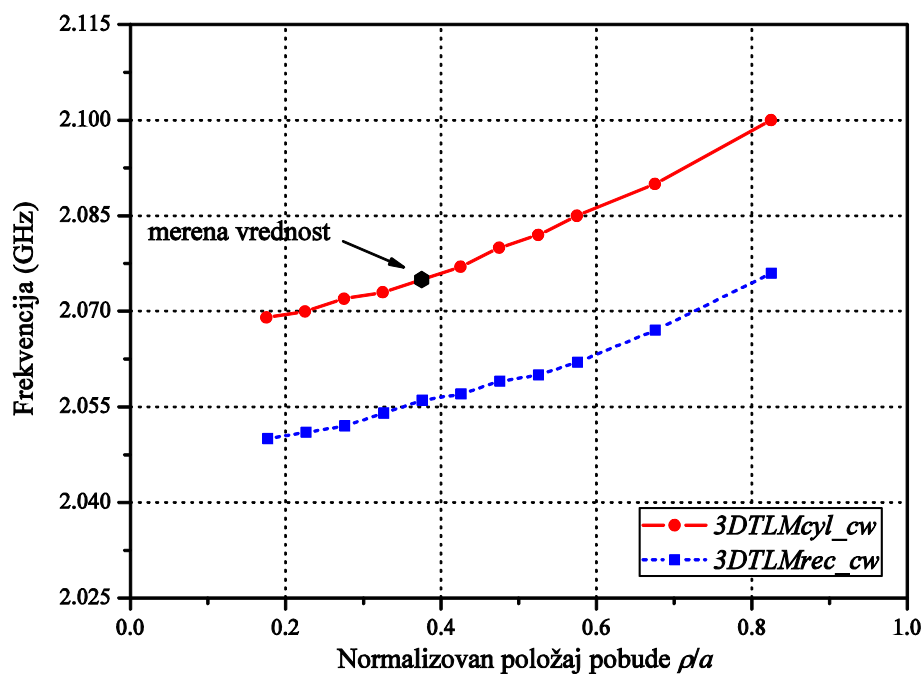
Pre praktične realizacije eksperimentalnog modela antene, bilo je neophodno utvrditi optimalni položaj pobude u kojem je ulazna impedansa antene prilagođena na impedansu žice. U tom cilju, izvršene su simulacije za različite položaje koaksijalne pobude, uključujući proračun  $S_{11}$  parametra za svaki položaj, a relevantni rezultati u vidu zavisnosti magnitude  $S_{11}$  parametra od normalizovanog pložaja pobude prikazani su na Sl. 4.10. Zapaža se odlično slaganje nivoa  $S_{11}$  parametra proračunatih na osnovu TLM simulacija u pravougaonoj i cilindričnoj mreži. Na osnovu prikazanih krivih, nameće se zaključak da je prilagođenje moguće postići za položaj  $\rho_{opt} = 7.5$  mm. S druge strane, MATLAB kod temeljen na aproksimativnom *cavity model*-u, opisanom u odeljku 4.1.2.2, i na jednačini (4.75) daje optimalni položaj  $\rho_{opt} = 6.68$  mm. U nastavku je ilustrovana zavisnost vrednosti rezonantne frekvencije od položaja koaksijalne pobude, koja pokazuje povećanje frekvencije sa pomeranjem pobude ka obodu antene (Sl. 4.11).

Numerička karakteristika refleksije, dobijena *3DTLMcyl\_cw* solverom, upoređena je sa odgovarajućim karakteristikama zasnovanim na pravougaonoj TLM mreži i *cavity model*-u, kao i sa merenom karakteristikom refleksije, na Sl. 4.12. Krive koje odgovaraju koeficijentu stojećeg talasa (KST) upoređene su na Sl. 4.13, dok su odgovarajuće vrednosti, koje se odnose na rezonantnu frekvenciju, nivo modula  $S_{11}$  parametra i KST-a na rezonantnoj frekvenciji, date u Tabeli 4.2.

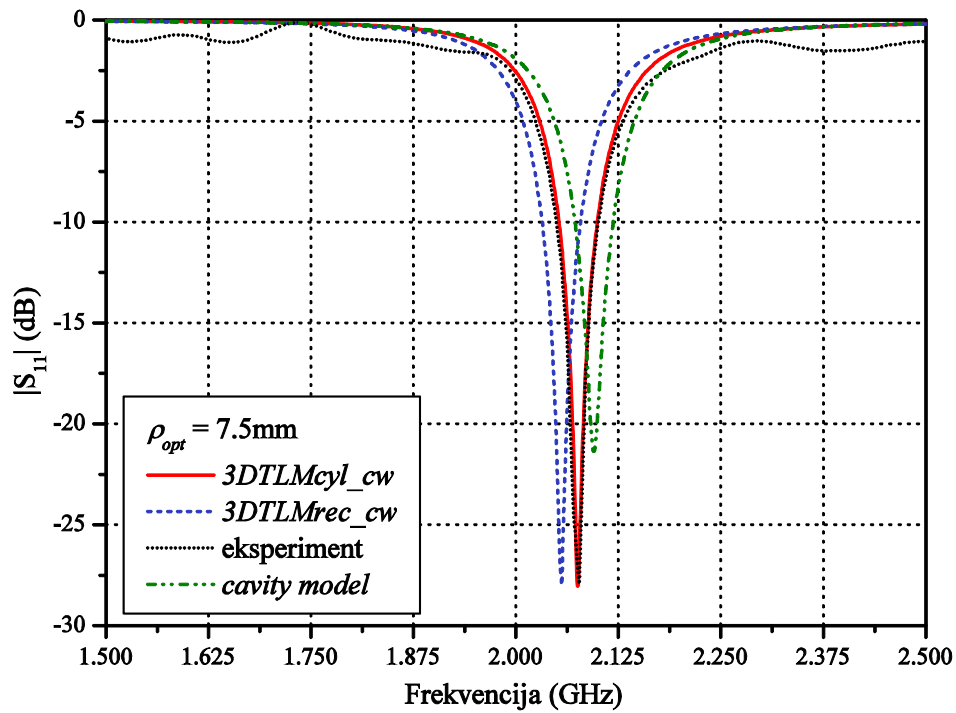
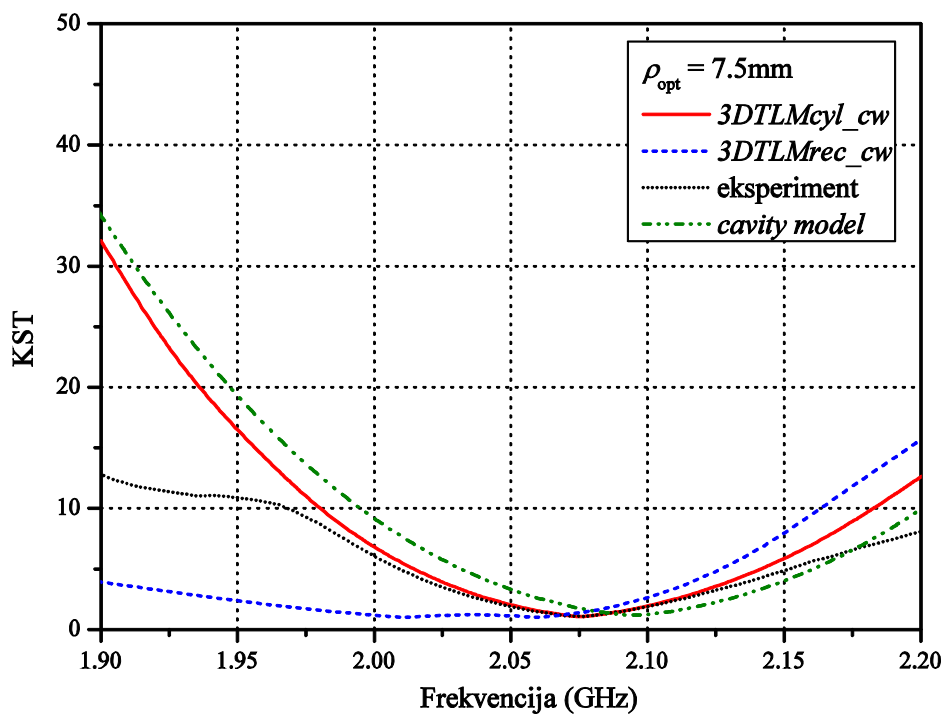




Sl. 4.10  $S_{11}$  parametar kružne mikrostrip antene (FR4) u funkciji normalizovanog položaja pobude



Sl. 4.11 Rezonantna frekvencija kružne mikrostrip antene (FR4) u funkciji normalizovanog položaja pobude

Sl. 4.12  $S_{11}$  parametar kružne mikrostrip antene (FR4)

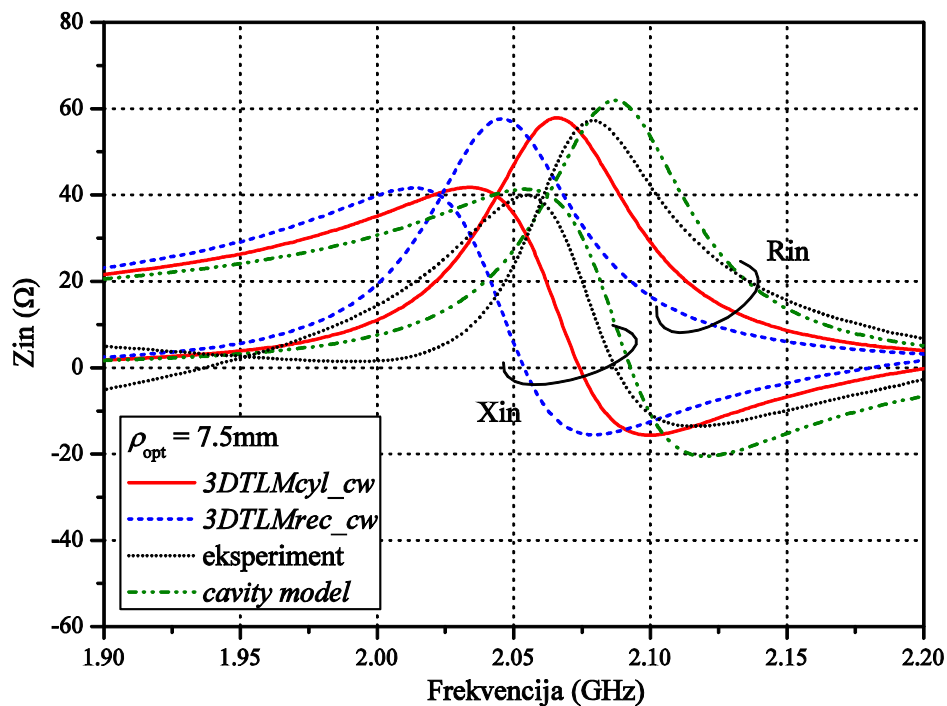
Sl. 4.13 KST kružne mikrostrip antene (FR4)

Tabela 4.2 Rezonantna frekvencija,  $S_{11}$  parametar i KST kružne mikrostrip antene (FR4)

	Cavity model	3DTLMrec_cw	3DTLMcyl_cw	Merene vrednosti
$f_r$ (GHz)	2.095	2.056	2.075	2.078
$S_{11}$ (dB)	-21.37	-28.00	-28.05	-27.09
KST	1.81	1.02	1.08	1.08

Kao što se može uočiti sa Sl. 4.12 i Tabele 4.2, postignuto je zadovoljavajuće slaganje rezultata, pri čemu rezultat dobijen *3DTLMcyl\_cw* softverom pokazuje najbolje slaganje sa merenim vrednostima. Na osnovu upoređivanja primenjenih mreža u cilindričnom i pravougaonom koordinatnom sistemu, zapaža se da, pri istim dimenzijama TLM ćelija ( $\Delta r = \Delta x = \Delta y = 1$  mm u oblastima ispunjenim vazduhom), rezultate zadovoljavajuće preciznosti moguće je postići cilindričnom TLM mrežom sa manjim brojem čvorova u odnosu na pravougaonu mrežu. Prema tome, integralni cilindrični TLM metod se može koristiti kao precizan alat za modelovanje i analizu mikrostrip *patch* antena kružnog oblika.

Na Sl. 4.14, prikazane su ulazna rezistansa i reaktansa u bliskoj oblasti oko rezonantne frekvencije proračunate na osnovu rezultata TLM simulacija u cilindričnoj i pravougaonoj



Sl. 4.14 Ulazna impedansa kružne mikrostrip antene (FR4)

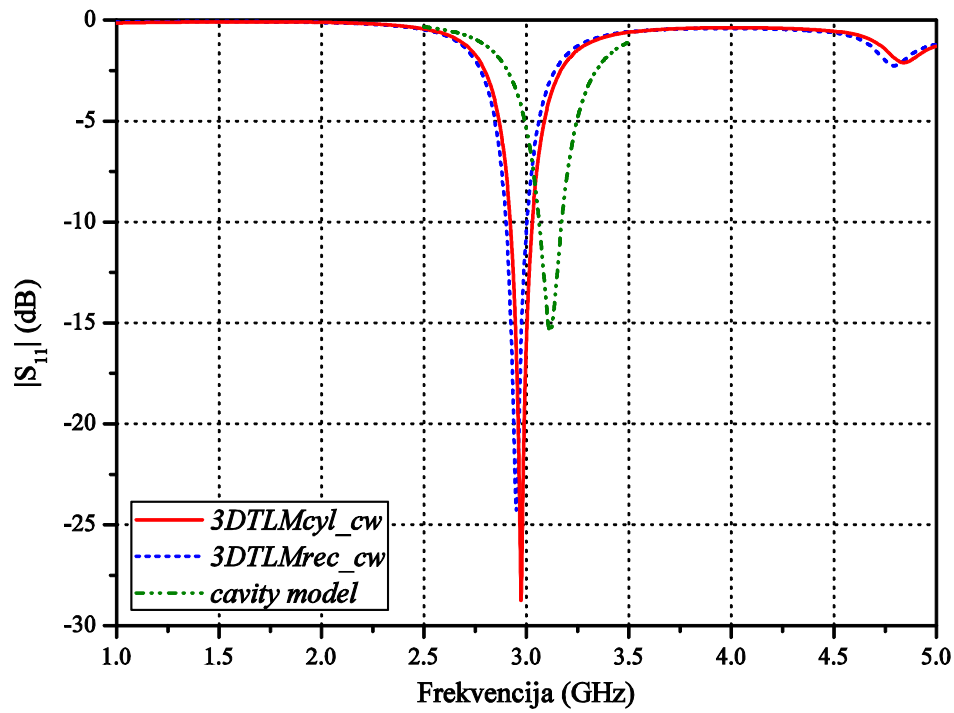
mreži za položaj sonde na rastojanju  $\rho_0 = 7.5$  mm od centra antene. Na istoj slici, ilustrovane su krive koje odgovaraju ulaznoj impedansi određenoj na osnovu merenja karakteristike refleksije, kao i krive dobijene primenom MATLAB koda, zasnovanog na aproksimativnom *cavity model*-u na način opisan u odeljku 4.1.6.1. Evidentno je da integralni cilindrični TLM solver daje rezultate koji su najpribližniji merenim rezultatima.

### 4.2.3 Kružna mikrostrip *patch* antena sa vazдушnim procepom

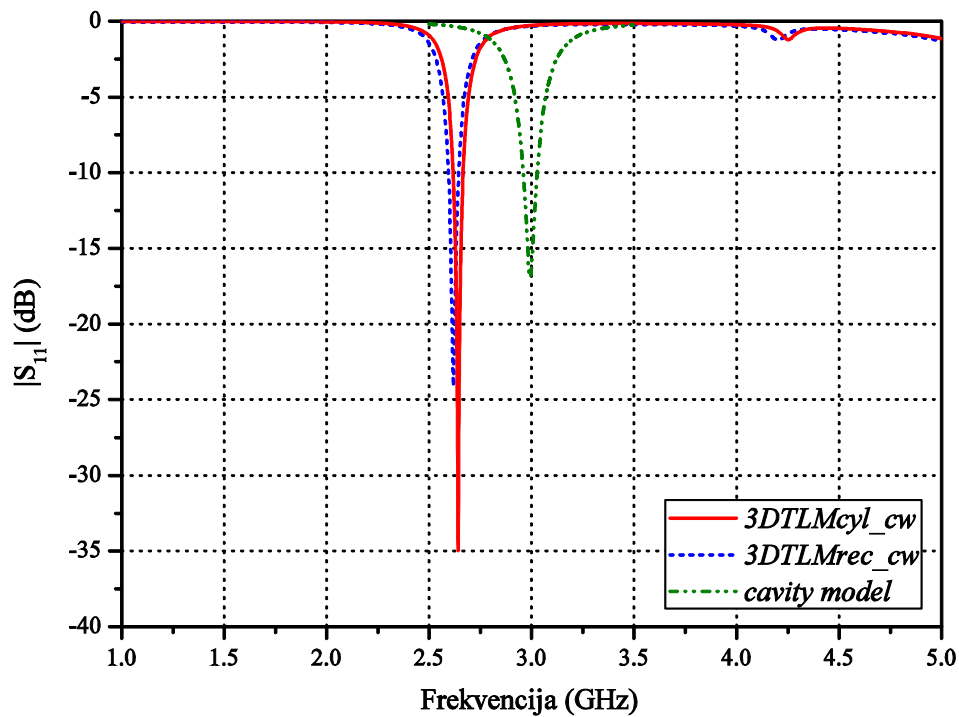
Naredni tip mikrostrip antene kružnog oblika, koji je modelovan prezentovanim TLM solverom, sadrži vazdušni procep između uzemljene metalne podloge i supstrata, kao što je prikazano na Sl. 4.4.

TLM model mikrostrip antene, poluprečnika provodne površi i uzemljene podloge  $a = 20$  mm i  $r = 30$  mm, respektivno, realizovan je za dva tipa supstrata: FR4 ( $\epsilon_r = 4.2$ ,  $\tan \delta = 0.02$ ) visine  $h_2 = 1.5$  mm i Rogers 3010 ( $\epsilon_r = 10.2$ ,  $\tan \delta = 0.002$ ) visine  $h_2 = 1.28$  mm. Visina vazdušnog procepa je podešena da bude jednaka visini supstrata ( $h_1 = h_2$ ). Model antene sa FR4 supstratom predstavljen je rezolucijama  $(\varphi \times r \times z) = (36 \times 60 \times 100)$  čvorova i  $(x \times y \times z) = (120 \times 120 \times 100)$  čvorova cilindrične i pravougaone mreže, respektivno, gde je  $\Delta r = \Delta x = \Delta y = 0.75$  mm,  $\Delta z = 0.75$  mm, s tim što je korak diskretizacije u supstratu duž  $z$ -ose  $\Delta z = 0.375$  mm, u cilju postizanja vremenskog sinhronizma. Drugi primer antene, kada je kao supstrat korišćen Rogers 3010, predstavljen je rezolucijama  $(\varphi \times r \times z) = (36 \times 60 \times 86)$  čvorova i  $(x \times y \times z) = (120 \times 120 \times 86)$  čvorova, u cilindričnoj i pravougaonoj mreži, respektivno, gde je  $\Delta r = \Delta x = \Delta y = 1.0$  mm,  $\Delta z = 0.64$  mm u vazdušnom procepu i  $\Delta z = 0.32$  mm u supstratu.

U oba slučaja, najpre je izvršeno istraživanje za različite položaje koaksijalne pobude u cilju obezbeđivanja prilagođenja impedansi antene i pobude. Za primenjenu rezoluciju mreže, utvrđeni su sledeći položaji:  $\rho_0 = 7.5$  mm i  $\rho_0 = 5.5$  mm, za antene modelovane na supstratima FR4 i RO3010, respektivno. Rezultati simulacije dobijeni primenom *3DTLMcyl\_cw* solvera, u obliku magnitude  $S_{11}$  parametra, upoređeni su na Sl. 4.15 sa rezultatima zasnovanim na pravougaonoj TLM mreži, kao i sa rezultatima proračunatim MATLAB kodom baziranog na proračunu opisanog u odeljku 4.1.2.3, za obe razmatrane antene. Pri tome, prema aproksimativnom modelu, za optimalni položaj, koristeći jednačinu (4.76) pobude dobijene su vrednosti 7 mm i 5.96 mm, respektivno. U skladu s tim, prikazane krive dobijene MATLAB kodom odgovaraju  $S_{11}$  parametru proračunatom za ove položaje.



a)



b)

Sl. 4.15  $S_{11}$  parametar kružne mikrostrip antene sa vazдушnim procepom:

a) FR4, b) RO3010

Vrednosti rezonantne frekvencije dobijene numeričkim i analitičkim putem, za obe razmatrane antene, date su u Tabeli 4.3. Na osnovu rezultata, prikazanih grafički i tabelarno, uočava se da TLM metodi bazirani na cilindričnoj i pravougaonoj mreži daju veoma slične rezultate u oba slučaja, dok je prisutno odstupanje rezultata proračunatih na osnovu *cavity model*-a. Kao što je prikazano u Tabeli 4.3, u slučaju antene realizovane na FR4 supstratu, odstupanje vrednosti rezonantne frekvencije dobijene MATLAB kodom u odnosu na vrednost dobijenu prezentovanim TLM solverom iznosi 2.9 %, dok, u slučaju kada je kao supstrat korišćen RO3010, odstupanje iznosi 12.2 %.

Tabela 4.3 Rezonantna frekvencija kružne mikrostrip antene sa vazдушnim procepom

supstrat	Rezonantna frekvencija (GHz)			Odstupanje <i>cavity model</i> -a u odnosu na <i>3DTLMcyl_cw</i>
	<i>Cavity model</i>	<i>3DTLMrec</i>	<i>3DTLMcyl_cw</i>	
FR4	3.065	2.952	2.975	2.9%
RO3010	2.964	2.619	2.641	12.2%

Na osnovu analiziranih primera mikrostrip antena sa vazдушnim procepom može se zapaziti uticaj supstrata na rezonantnu frekvenciju antene. Korišćenjem supstrata veće relativne permitivnosti, za isti poluprečnik kružne antene, postiže se manja radna frekvencija. Međutim, nedostatak antena realizovanih na supstratima velike permitivnosti je mali propusni opseg. Propusni opseg se može poboljšati povećanjem debljine supstrata, ali se time, sa druge strane, smanjuje stepen korisnog dejstva antene zbog izraženijih površinskih talasa.

Konfiguracija antene sa vazдушnim procepom pruža mogućnost povećanja efektivne debljine supstrata čime se postiže veći propusni opseg. Kod kružne *patch* FR4 antene, razmatrane u prethodnom odeljku, propusni opseg iznosi 2.2 %, dok kod odgovarajuće antene sa vazдушnim procepom iznosi 3.6 %. U slučaju antene sa vazдушnim procepom realizovane na RO3010 supstratu, propusni opseg iznosi 1.86 %, ali se može poboljšati povećanjem rastojanja između provodne ploče i uzemljene podloge.

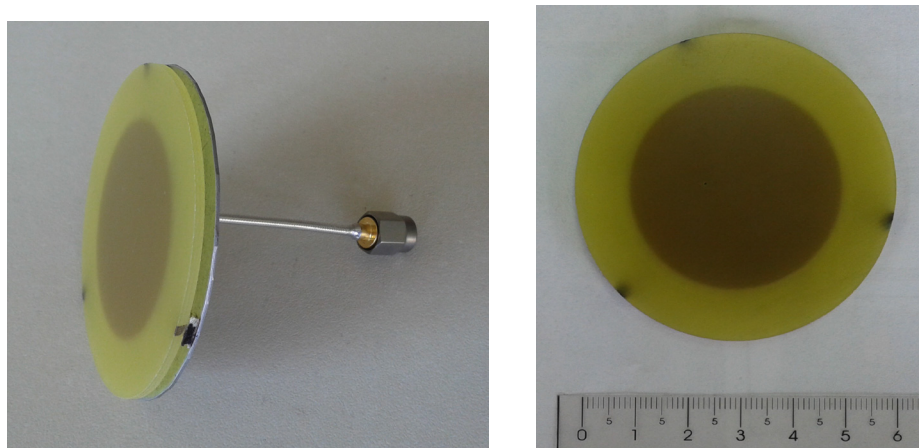
#### 4.2.4 Invertovana kružna mikrostrip *patch* antena (IMCP)

Još jedna konfiguracija kružne mikrostrip antene, koja nudi određene prednosti u odnosu na konvencionalnu kružnu antenu, predstavlja tzv. invertovanu kružnu mikrostrip antenu (IMCP – *Inverted Microstrip Circular Patch*). Ova konfiguracija je veoma pogodna za projektovanje

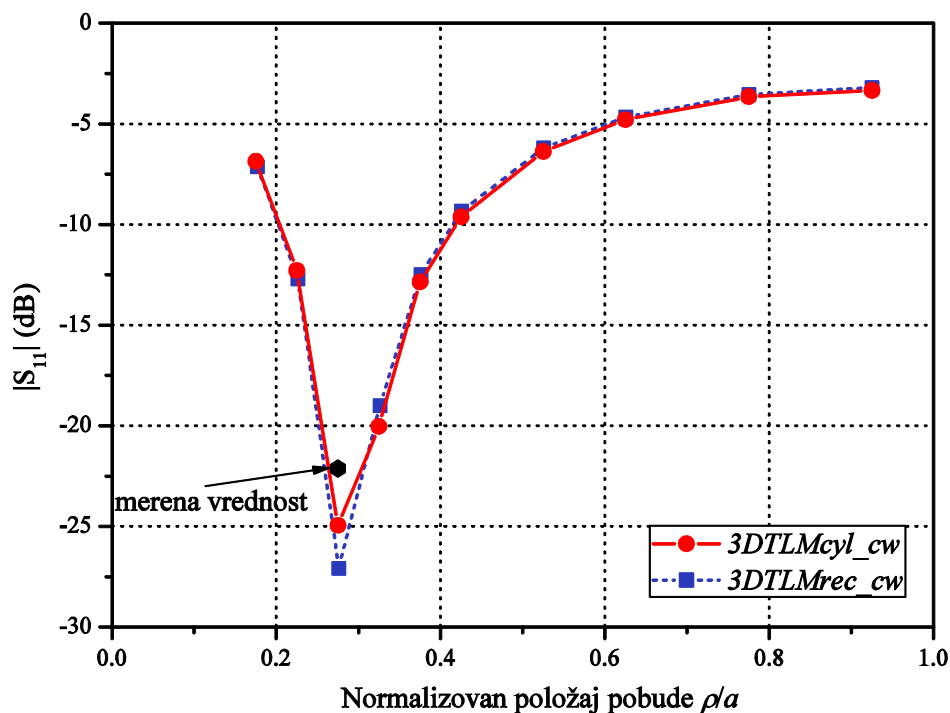
aktivnih integrisanih antena, gde se željene aktivne komponente mogu smestiti u prostor između uzemljene podloge i provodne površi. Takođe, nije potrebno bušiti supstrat čime se pruža mogućnost eksperimentalne optimizacije uređaja ili pobudnog elementa koja nije destruktivna po model. Još jedna prednost ogleda se i u redukovanju površinskih talasa, čime se postiže povećanje propusnog opsega bez degradacije dijagrama zračenja i stepena korisnog dejstva antene [74, 78].

Invertovana kružna mikrostrip *patch* antena je praktično realizovana tako da se FR4 supstrat ( $\epsilon_r = 4.2$ ,  $\tan \delta = 0.02$ ) nalazi iznad provodne površi, dok je prostor između uzemljene metalne folije i provodne površi ispunjen vazduhom. Poprečni presek i izgled eksperimentalnog modela invertovane antene ilustrovani su na Sl. 4.5 i Sl. 4.16, respektivno. Poluprečnici uzemljene metalne podloge i provodne površi isti su kao u slučaju klasične *patch* kružne antene, odnosno, iznose  $r = 30$  mm i  $a = 20$  mm, respektivno, dok je rastojanje između provodne površi i uzemljene metalne podloge jednako visini supstrata i iznosi  $h_1 = h_2 = 1.5$  mm. Simulacije modela invertovane kružne mikrostrip antene sa koaksijalnom pobudom izvršene su primenom *3DTLMcyl\_cw* solvera i TLM metoda u pravougaonim koordinatama, primenjujući mreže rezolucije  $(\varphi \times r \times z) = (36 \times 60 \times 100)$  čvorova i  $(x \times y \times z) = (120 \times 120 \times 100)$  čvorova, respektivno, gde je  $\Delta r = \Delta x = \Delta y = 0.75$  mm,  $\Delta z = 0.75$  mm, u delu ispunjenom vazduhom, i  $\Delta z = 0.375$  mm za modelovanje supstrata.

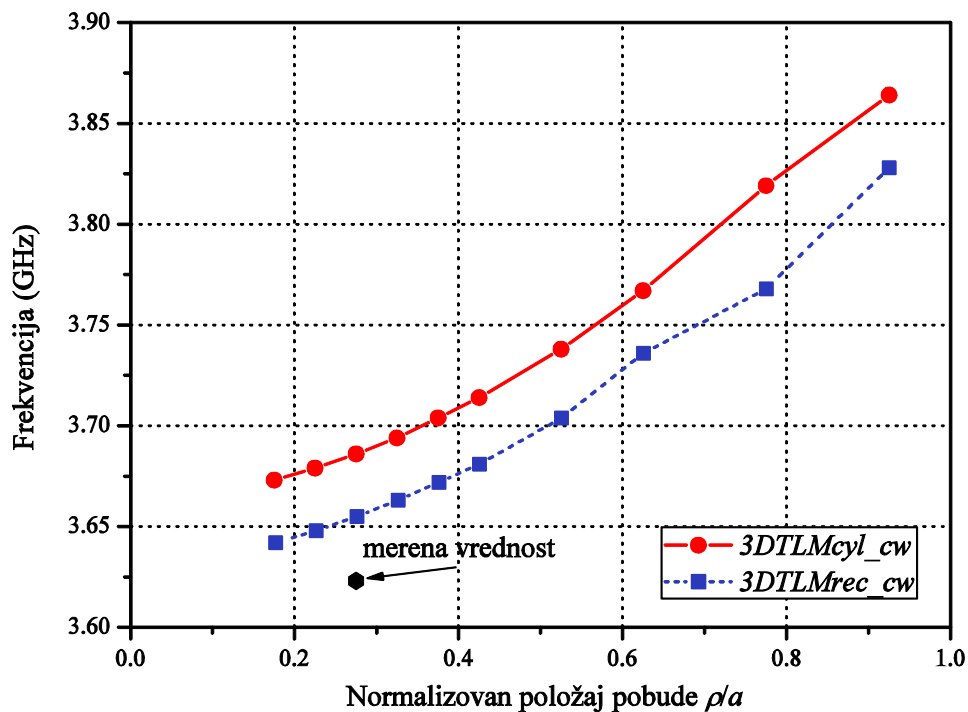
Optimalni položaj koaksijalne pobude, prečnika  $d_0 = 0.5$  mm, utvrđen je na osnovu rezultata dobijenih TLM simulacijama u cilindričnom i pravougaonom koordinatnom sistemu, koji su prikazani na Sl. 4.17. U skladu sa tim, koaksijalna pobuda, u eksperimentalnom modelu antene, postavljena je na rastojanju  $\rho_{opt} = 5.5$  mm od centra antene. Sl. 4.18 prikazuje promenu rezonanse u funkciji normalizovanog položaja pobude.



Sl. 4.16 Eksperimentalni model IMCP antene sa koaksijalnom pobudom



Sl. 4.17  $S_{11}$  parametar invertovane kružne mikrostrip antene sa koaksijalnom pobudom u funkciji normalizovanog položaja pobude



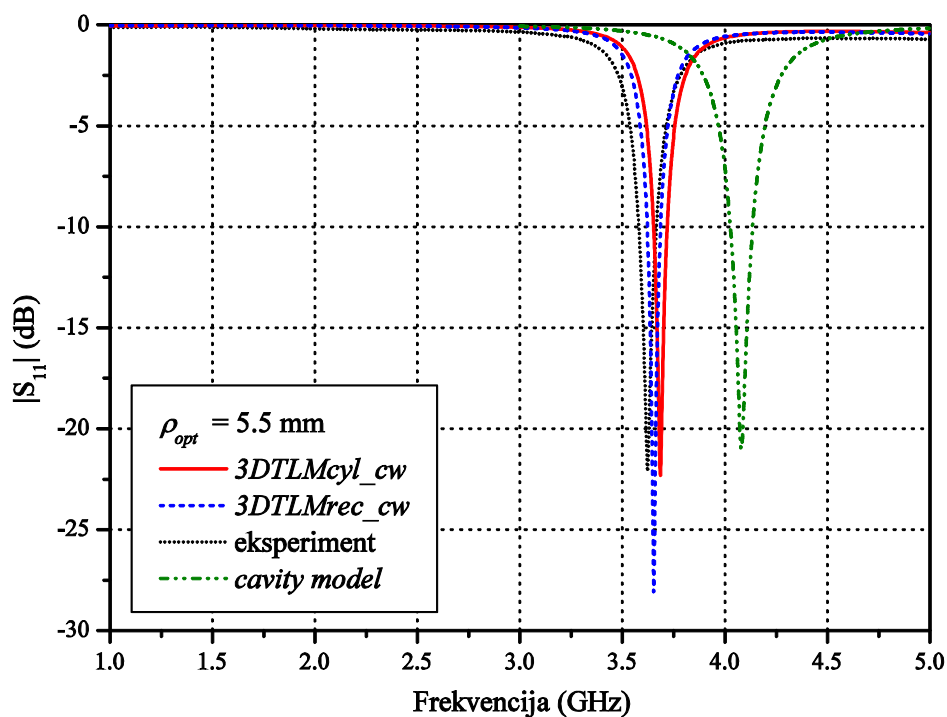
Sl. 4.18 Rezonantna frekvencija invertovane kružne mikrostrip antene sa koaksijalnom pobudom u funkciji normalizovanog položaja pobude



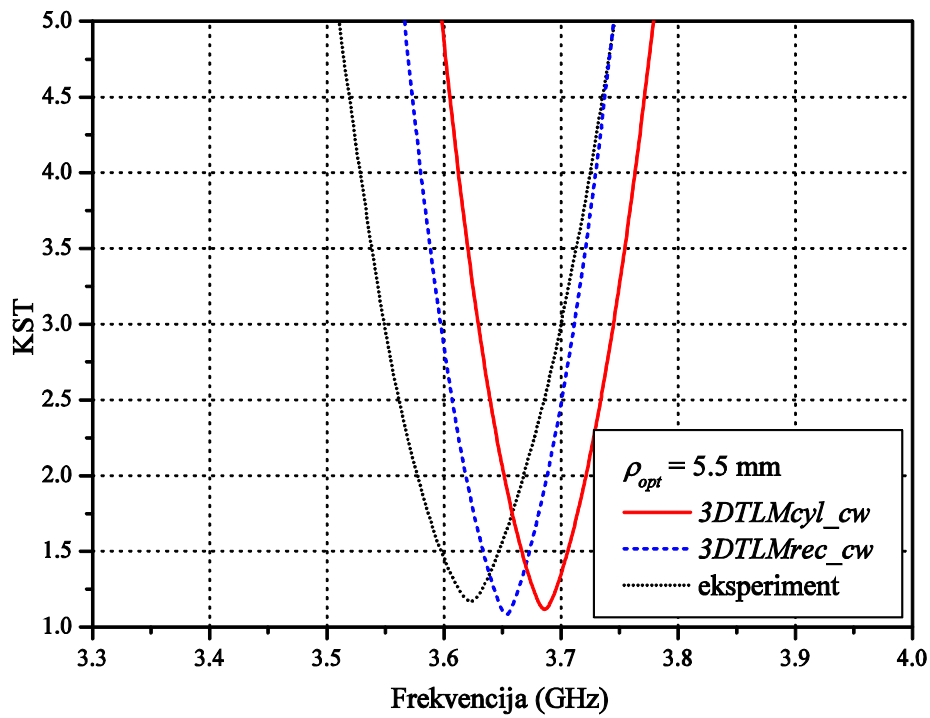
Merena karakteristika refleksije i koeficijent stojećeg talasa invertovane kružne mikrostrip antene upoređeni su sa relevantnim simuliranim krivama na Sl. 4.19 i Sl. 4.20, dok su odgovarajuće vrednosti rezonantnih frekvencija i  $S_{11}$  parametra date u Tabeli 4.4. Na osnovu magnitude i faze koeficijenta refleksije, proračunata je ulazna impedansa razmatrane antene, čije su vrednosti u blizini rezonantne frekvencije prikazane na Sl. 4.21 uporedo sa merenim rezultatima.

Tabela 4.4 Rezonantna frekvencija,  $S_{11}$  parametar i KST invertovane kružne mikrostrip antene (FR4)

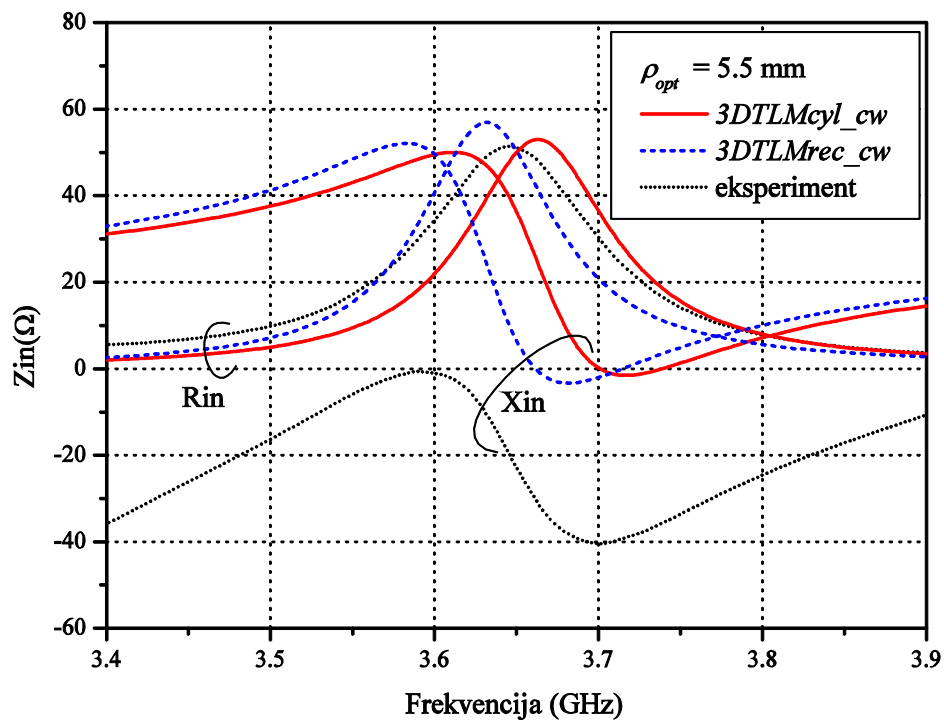
	<i>Cavity model</i>	<i>3DTLMrec</i>	<i>3DTLMcyl_cw</i>	Merene vrednosti
$f_r$ (GHz)	4.081	3.652	3.685	3.6225
$S_{11}$ (dB)	-21.00	-28.10	-22.32	-22.11
KST	1.195	1.082	1.166	1.170



Sl. 4.19  $S_{11}$  parametar invertovane kružne mikrostrip antene (FR4)



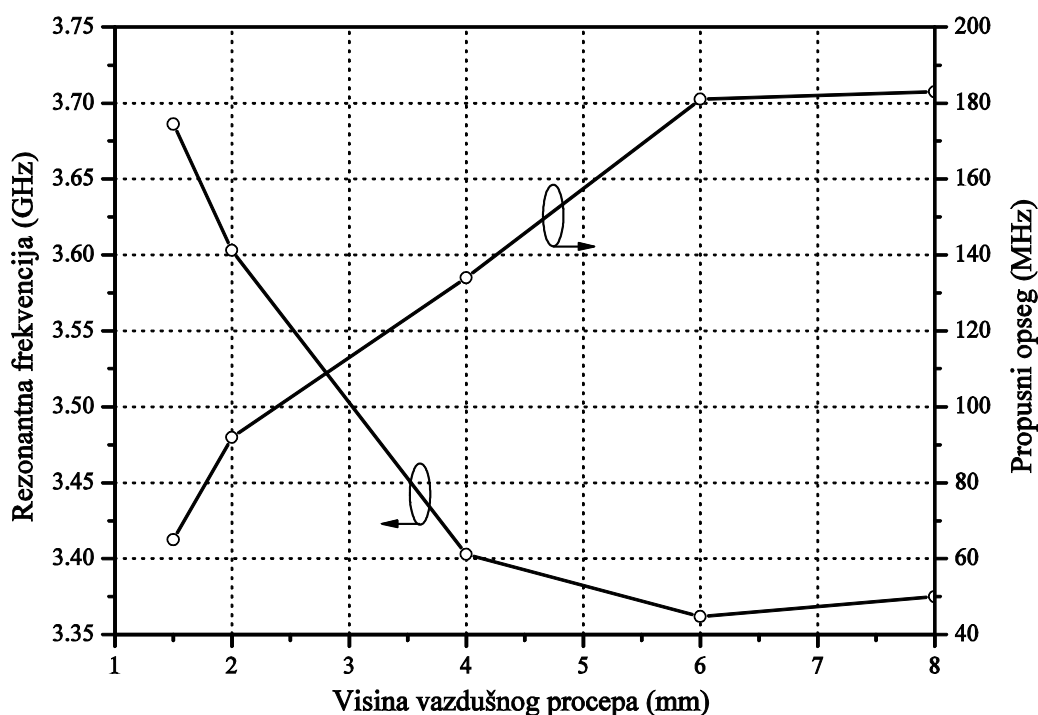
Sl. 4.20 KST invertovane kružne mikrostrip antene (FR4)



Sl. 4.21 Ulazna impedansa invertovane kružne mikrostrip antene (FR4)

Poređenjem prikazanih rezultata, zaključuje se da postoji veoma dobro slaganje između TLM numeričkih i merenih rezultata, dok rezultati dobijeni aproksimativnim *cavity modelom* (poglavlje 4.1.2.4) pokazuju značajno odstupanje u pogledu vrednosti rezonantne frekvencije. Takođe, kao i u prethodno razmatranom primeru kružne antene, zadovoljavajući rezultati su postignuti primenom cilindrične TLM mreže sa manjim brojem čvorova u odnosu na pravougaonu mrežu, pri čemu su dimenzije TLM čvorova u obema mrežama jednake duž odgovarajućih koordinatnih pravaca.

Još jedna prednost invertovane konfiguracije mikrostrip antena u odnosu na klasične vidi se u dodatnom stepenu slobode za podešavanje radne frekvencije antene. Naime, kod konvencionalne antene kružnog oblika, vrednost rezonantne frekvencije se menja jedino promenom poluprečnika provodne površi na zatom supstratu. Sa druge strane, kod invertovane antene postoji još jedan stepen slobode koji se ogleda u promeni visine vazdušnog procepa radi postizanja željene radne frekvencije. Ova karakteristika invertovanih struktura istražena je na primeru prethodno razmatrane antene realizovane na supstratu FR4 antene. Sl. 4.22 ilustruje uticaj rastojanja provodne površi i donje metalne podloge na rezonantnu frekvenciju i propusni opseg antene, dok su ostali parametri antene isti. Krive pokazuju da se rezonantna frekvencija smanjuje sa povećanjem visine antene, dok propusni



Sl. 4.22 Zavisnost rezonantne frekvencije i propusnog opsega od visine vazdušnog procepa invertovane kružne mikrostrip antene (FR4)

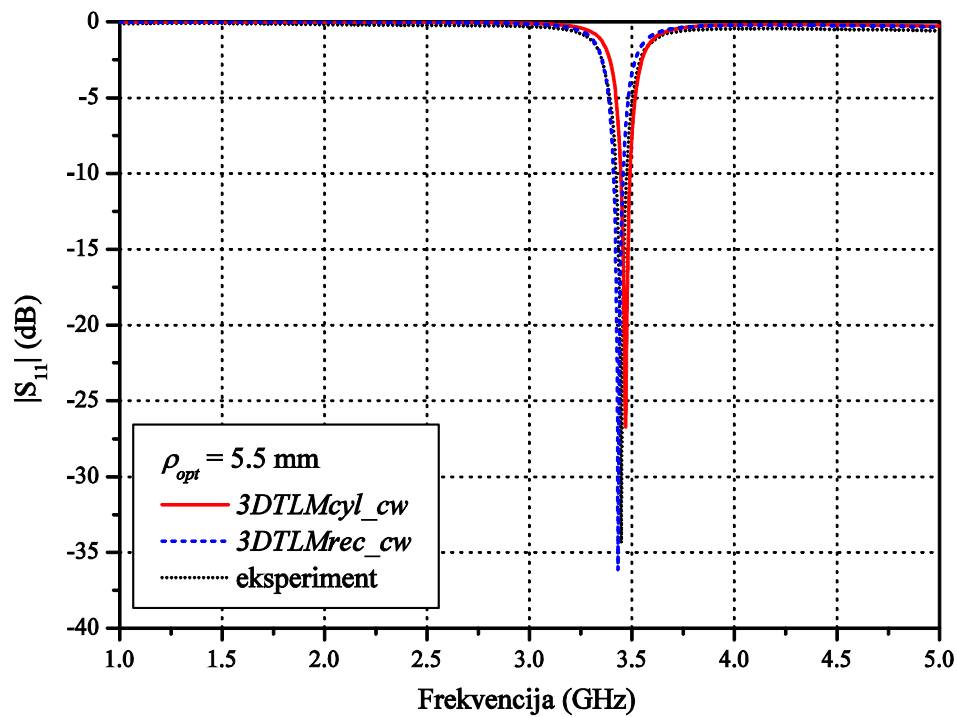
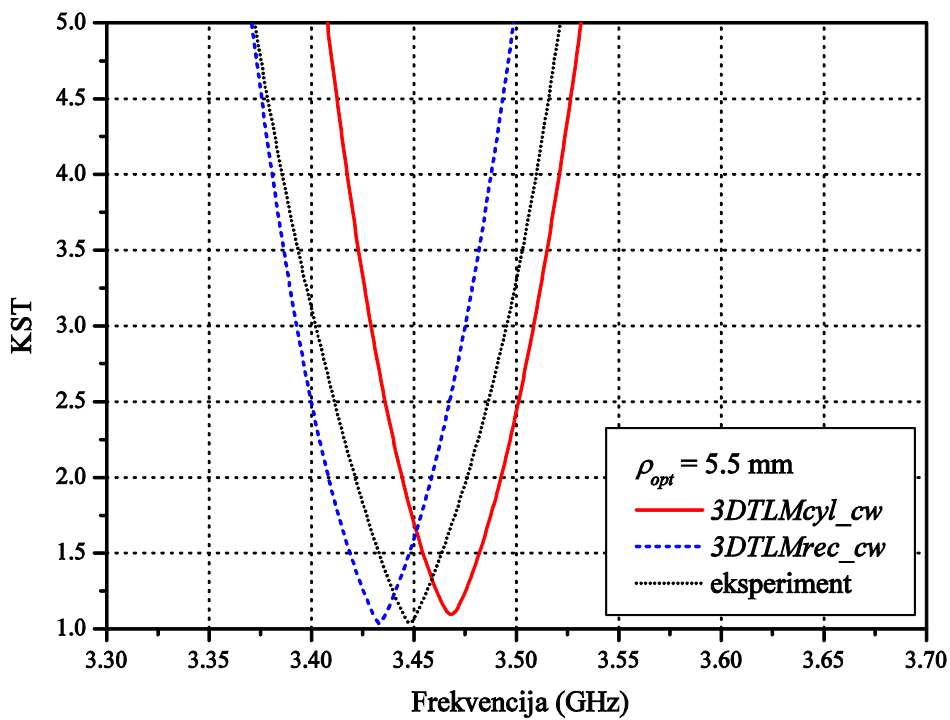
opseg naglo raste do visine od 6 mm kada kriva ulazi u zasićenje. Konkretno, propusni opseg invertovane kružne FR4 antene se kreće od 1.79 %, koliko iznosi za  $h_1 = 1.5$  mm, do 5.42 % za  $h_1 = 8$  mm.

Efekat redukovanja površinskih talasa u konfiguraciji invertovane mikrostrip antene, posebno dolazi do izražaja kod antena fabrikovanih na supstratu velike permitivnosti. Tako, na primer performanse kružne *patch* antene realizovane na supstratu Rogers3010 mogu značajno biti poboljšane, u smislu magnituda  $S_{11}$  parametra i *gain*-a, invertovanjem provodne površi. Izgled invertovane *patch* antene, poluprečnika provodne površi i uzemljene podloge 20 mm i 30 mm, respektivno, praktično realizovane primenom datog supstrata, prikazana je na Sl. 4.23. Visina vazdušnog procepa jednaka je visini supstrata i iznosi  $h_1 = h_2 = 1.28$  mm.

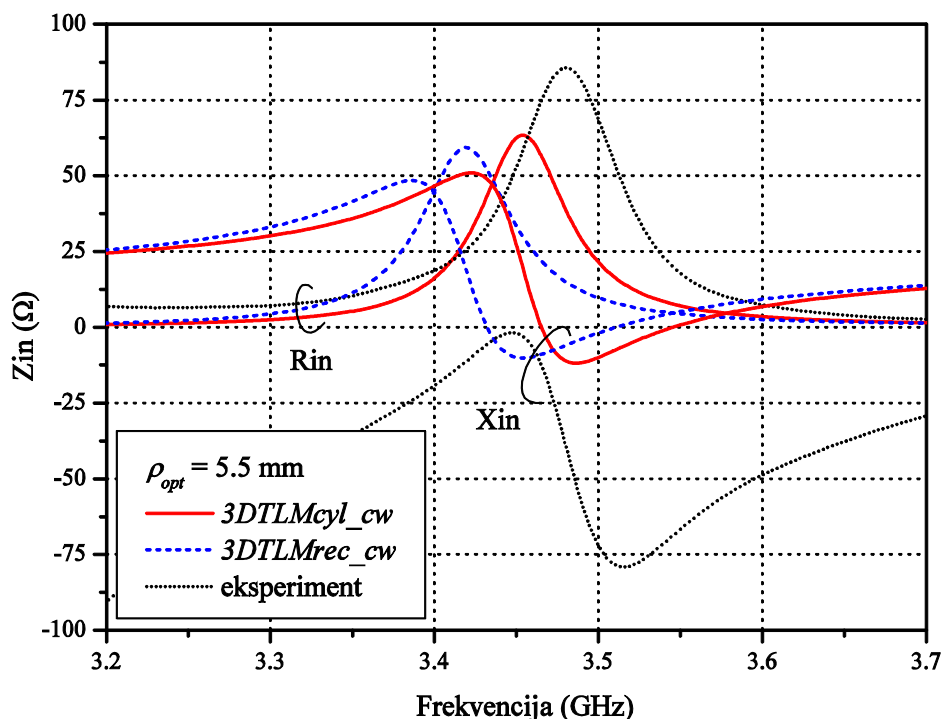
U cilju generisanja numeričkog modela razmatrane antene, dimenzije čvorova u cilindričnom i pravougaonom koordinatnom sistemu, podešene su da budu jednake  $\Delta r = \Delta x = \Delta y = 1$  mm, dok je u  $z$  smeru korak diskretizacije menjan u skladu sa očuvanjem vremenskog sinhronizma, tako da je  $\Delta z = 1$  mm u proširenom delu modela,  $\Delta z = 0.32$  mm za modelovanje supstrata i  $\Delta z = 0.64$  mm u vazdušnom procepu. TLM simulacije su izvršene za različite položaje koaksijalne pobude, pri čemu su oba pristupa (cilindrični i pravougaoni) rezultovala istim optimalnim položajem  $\rho_{opt} = 5.5$  mm. Numeričkim putem dobijen podatak o položaju pobude iskorišćen je prilikom realizacije eksperimentalnog modela razmatrane antene. Odgovarajući mereni rezultati u vidu karakteristike refleksije, KST-a i ulazne impedanse, upoređeni su sa numeričkim krivama na Sl. 4.24, Sl. 4.25 i Sl. 4.26, respektivno. Vrednost rezonantne frekvencije zasnovana na *cavity model*-u,  $f_r = 4.107$  GHz, značajno odstupa od numeričkih i merene vrednosti.



Sl. 4.23 Eksperimentalni model invertovane kružne *patch* antene realizovane na supstratu RO3010

Sl. 4.24  $S_{11}$  parametar invertovane kružne mikrostrip antene (RO3010)

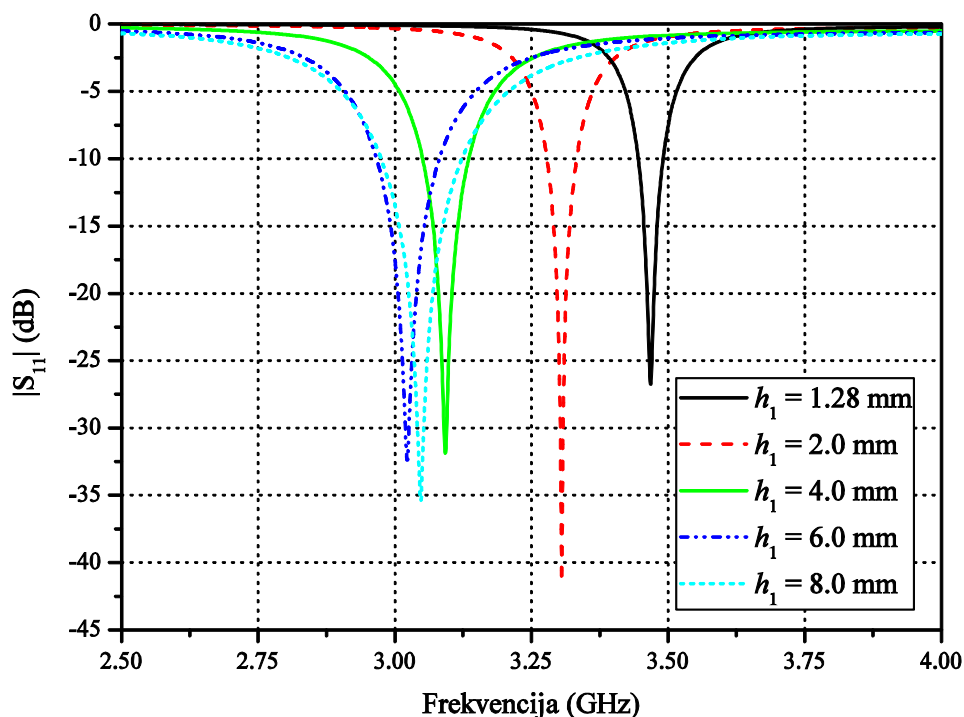
Sl. 4.25 KST invertovane kružne mikrostrip antene (RO3010)



Sl. 4.26 Ulazna impedansa invertovane kružne mikrostrip antene (RO3010)

Mogućnost invertovanih konfiguracija mikrostrip antena, u pogledu postizanja manje radne frekvencije povećanjem efektivne visine antene, istražena je i na primeru antene realizovane na supstratu RO3010. Numerički model antene sa promenljivom visinom vazdušnog procepa u opsegu  $h_1 = [1.28 \div 8.0]$  mm i konstantnom debljinom supstrata  $h_2 = 1.28$  mm generisan je primenom cilindrične TLM mreže, tako da su simulacije izvršene primenom softvera  $3DTLM_{cyl\_cw}$ . Karakteristike refleksije, dobijene kao rezultat simulacija, ilustrovane su na Sl. 4.27. Uočava se uticaj visine vazdušnog procepa na vrednost rezonantne frekvencije u smislu pomeranja ka nižim vrednostima sa povećanjem visine procepa. Sa aspekta propusnog opsega antene, primećuje se blago poboljšanje sa povećanjem visine procepa, što će detaljnije biti razmatrano u okviru narednog odeljka.

Performanse *patch* antena mogu se dodatno poboljšati korišćenjem metalnih panela postavljenih duž ivice antene. Iz tog razloga, naredni odeljak biće posvećen modelovanju invertovanih kružnih mikrostrip antena sa metalnim omotačem (*Cavity-Backed Inverted Microstrip Circular Patch*, CB-IMCP).

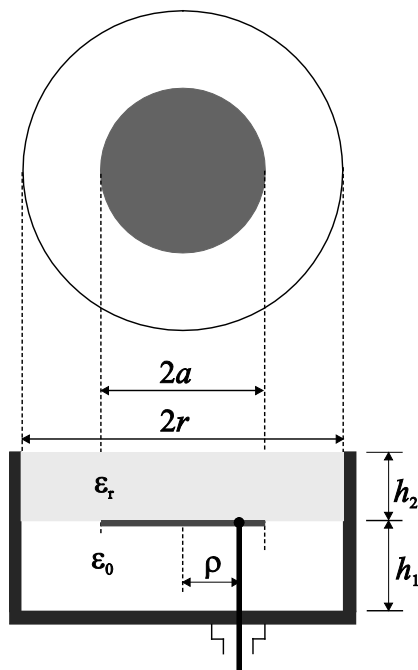


Sl. 4.27  $S_{11}$  parametar IMCP antene (RO3010) za različite visine vazdušnog procepa

## 4.2.5 Invertovana kružna mikrostrip antena sa metalnim oklopom

Poslednjih decenija, postoji veliko interesovanje za istraživanje i realizaciju mikrostrip *patch* antena sa metalnim oklopom, poznatih kao CB-IMCP (*Cavity-backed Inverted Microstrip Circular Patch*) antene, zbog brojnih prednosti koje imaju u odnosu na konvencionalne antene (Sl. 4.28). Neke od najznačajnijih prednosti su: male dimenzije, izolovanost od okoline, smanjen list zračenja unazad, mogućnost dodavanja slojeva supstrata velike permitivnosti radi postizanja boljeg *gain*-a, potiskivanje površinskih talasa koji značajno smanjuju stepen korisnog dejstva antene, potiskivanje bočnih listova zračenja i dr. Takođe, primenom metalnih oklopa kod *patch* antena može se postići smanjenje dimenzija antena do 30% [83].

TLM solver baziran na cilindričnom koordinatnom sistemu je primenjen za modelovanje invertovane kružne *patch* antena sa metalnim oklopom kada je kao supstrat korišćen Rogers 3010. Poluprečnici provodne površi i metalne podloge iznose  $a = 20$  mm i  $r = 30$  mm, respektivno, dok je visina vazdušnog procepa jednaka visini supstrata i iznosi  $h_1 = h_2 = 1.28$  mm. Optimalni položaj pobude,  $\rho_{opt} = 6.5$  mm, utvrđen je na osnovu rezultata

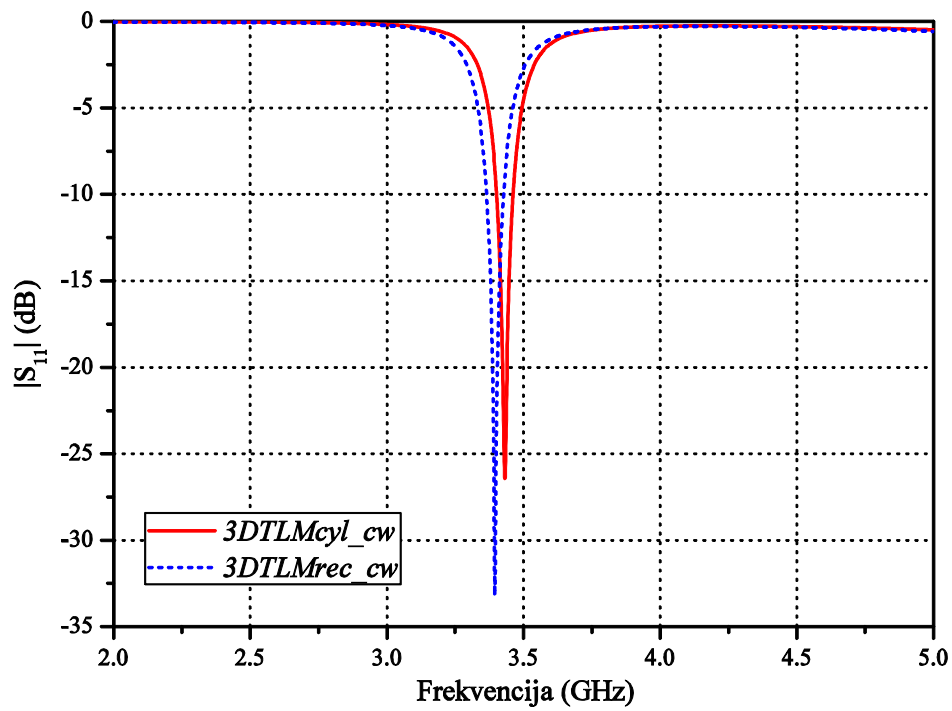
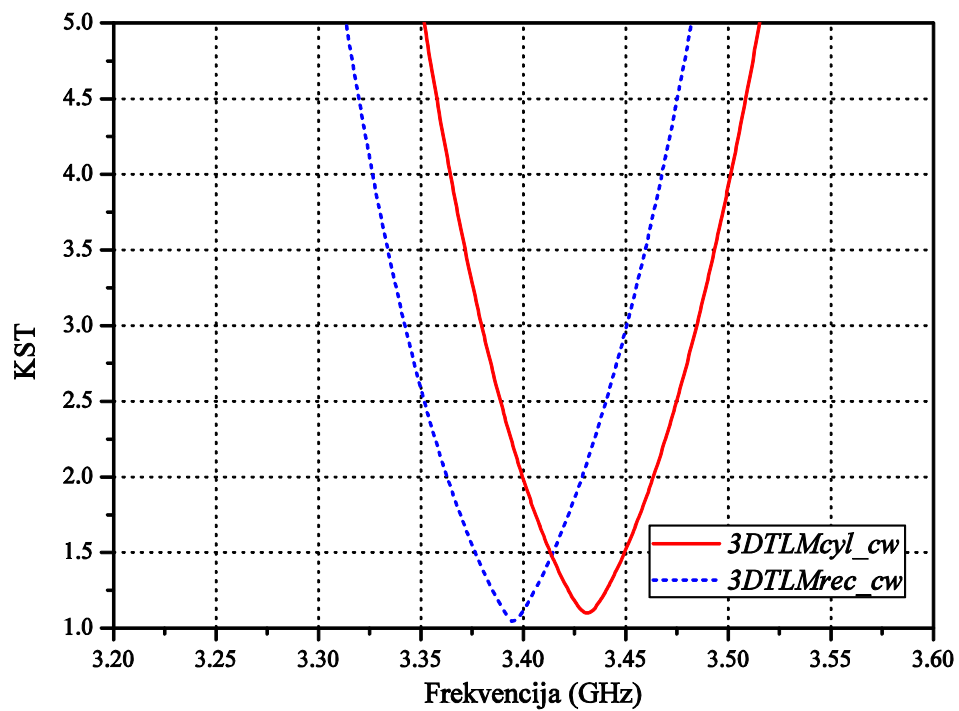


Sl. 4.28 Poprečni presek CB-IMCP antene

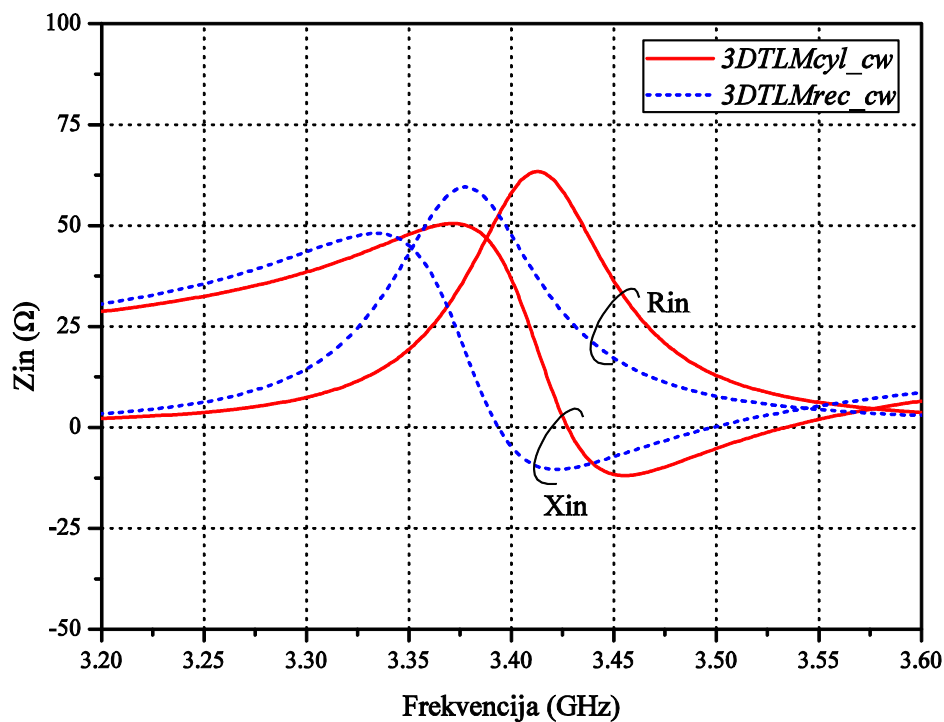
simulacija za različite položaje koaksijalne pobude. Kao i u prethodnom primeru, u numeričkom modelu razmatrane antene metalni zidovi su predstavljeni kao električni zid, dok primenjena mreža odgovara mreži u prethodno razmatranom primeru invertovane kružne mikrostrip antene. Numeričkim putem dobijene krive, koje odgovaraju koeficijentu refleksije, KST-u i ulaznoj impedansi invertovane kružne *patch* antene sa metalnim oklopom za optimalni položaj pobude, ilustrovane su na Sl. 4.29, Sl. 4.30 i Sl. 4.31, respektivno.

Grafici pokazuju veoma dobro slaganje rezultata postignutih primenom TLM metoda u cilindričnom koordinatnom sistemu sa TLM rezultatima baziranim na pravougaonoj mreži. U cilju razmatranja uticaja vazdušnog procepa na radnu frekvenciju date antene, *3DTLMcyl\_cw* solverom izvršene su simulacije za visine procepa u opsegu  $h_1 = [1.28 \div 8.0]$  mm. Na osnovu simuliranih karakteristika refleksije, prikazanih na Sl. 4.32, primećuje se pomeranje rezonantnog moda ka nižim vrednostima frekvencija sa povećanjem visine procepa, pri čemu je ta promena približno dvostruko veća nego u slučaju invertovane kružne mikrostrip antene. Ovaj efekat se bolje može uočiti na Sl. 4.33, gde je prikazano kako se rezonantna frekvencija menja u funkciji visine vazdušnog procepa kod IMCP i CB-IMCP antene. U slučaju invertovane kružne mikrostrip antene, postiže se promena radne frekvencije od 12.83%, dok korišćenjem metalnog omotača ta promena dostiže 26.67%. Imajući u vidu da je za postizanje niže radne frekvencije kružnih *patch* antena potrebno povećati prečnik provodne površi,

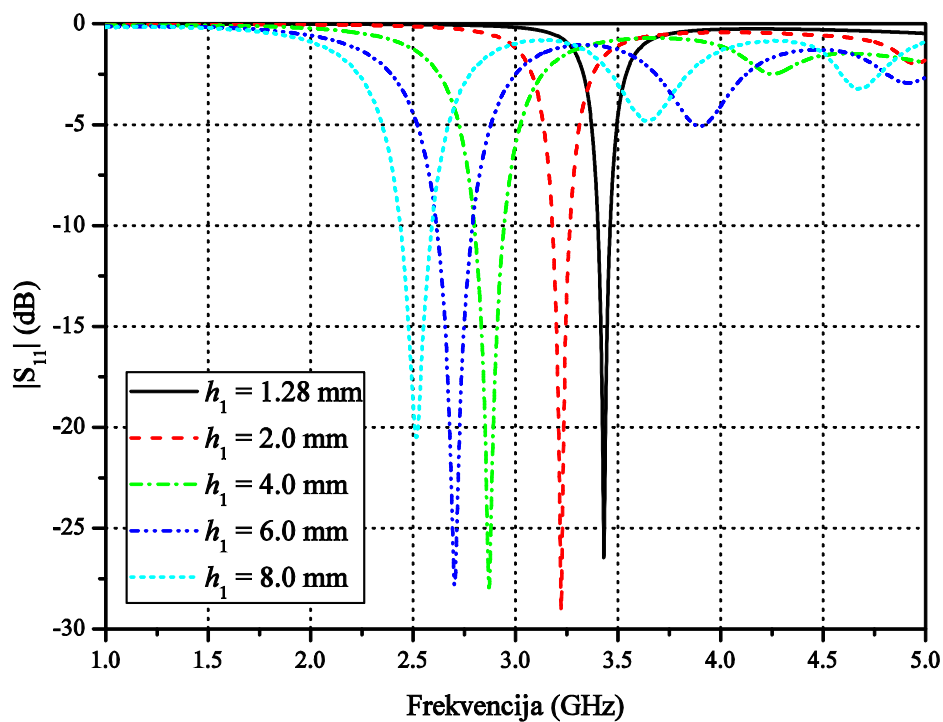


Sl. 4.29  $S_{11}$  parametar CB-IMCP antene (RO3010)

Sl. 4.30 KST CB-IMCP antene (RO3010)



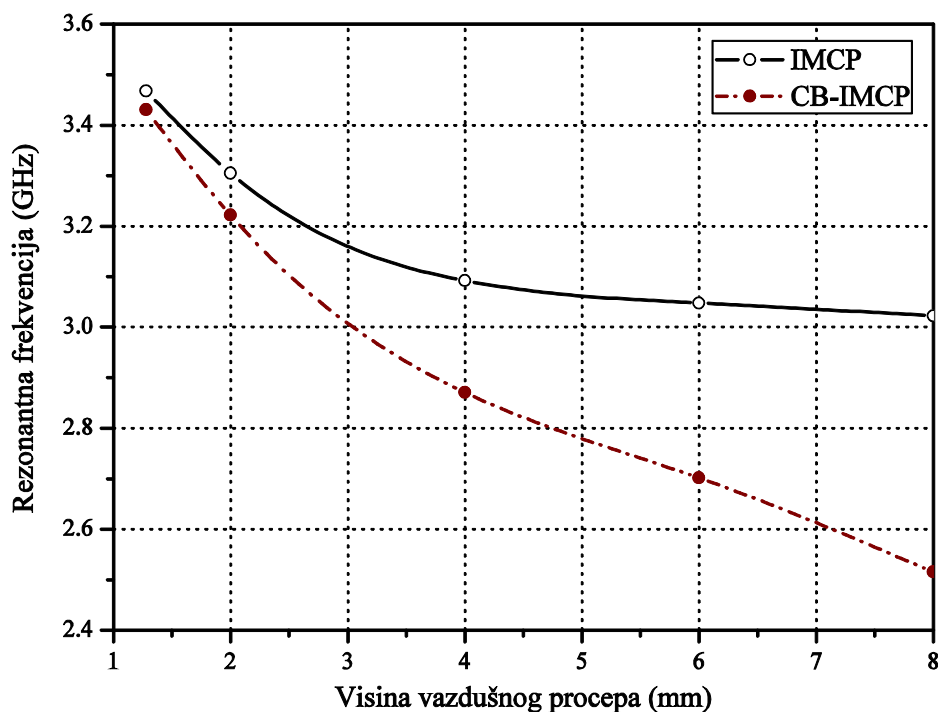
Sl. 4.31 Ulazna impedansa CB-IMCP antene (RO3010)

Sl. 4.32  $S_{11}$  parametar CB-IMCP antene (RO3010) za različite visine vazdušnog procepa

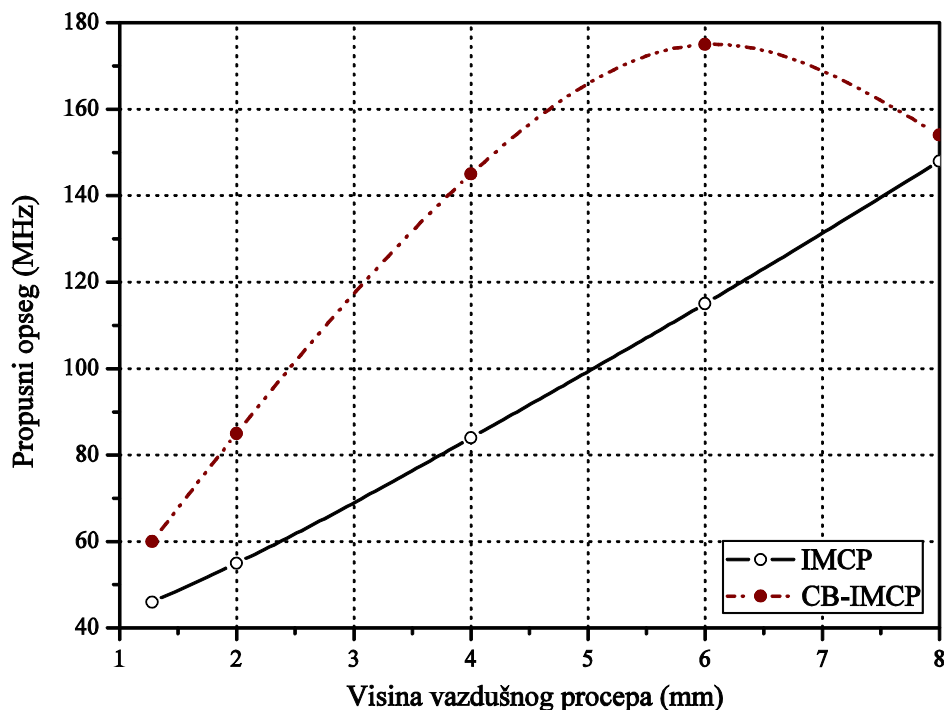
invertovanje provodne površi i uvođenje metalnog omotača doprinose značajnom redukovanju dimenzija antena.

U cilju poređenja karakteristika invertovane kružne antene sa i bez metalnog omotača u pogledu propusnog opsega, na Sl. 4.34, ilustrovana je zavisnost propusnog opsega ( $S_{11} < -10$  dB) od visine vazdušnog procepa obeju razmatranih antena. Primećuje se postizanje šireg propusnog opsega uvođenjem metalnog omotača za bilo koju visinu vazdušnog procepa, pri čemu se povećanjem visine vazdušnog procepa dodatno povećava propusni opseg. Kod invertovane antene bez metalnog oklopa, propusni opseg se nalazi u opsegu  $(1.33 \div 4.89)$  % za  $h_1 = (1.5 \div 8)$  mm, dok se uvođenjem metalnog oklopa postiže propusni opseg  $(1.75 \div 6.48)$  % za  $h_1 = (1.5 \div 6)$  mm.

Prethodno opisani primeri *patch* antena predstavljaju jednostavne konfiguracije za modelovanje, naročito primenom cilindrične TLM mreže, imajući u vidu da sadrže jednostavne kružne granične površi. U nastavku, mogućnosti i prednosti *3DTLMcyl\_cw* solvera biće istražene na nešto složenijim konfiguracijama antena, koje podrazumevaju prisustvo uzanih proreza na provodnoj površi antene duž ugaonog pravca.



Sl. 4.33 Rezonantna frekvencija u funkciji visine vazdušnog procepa invertovane kružne *patch* antene sa i bez metalnog omotača

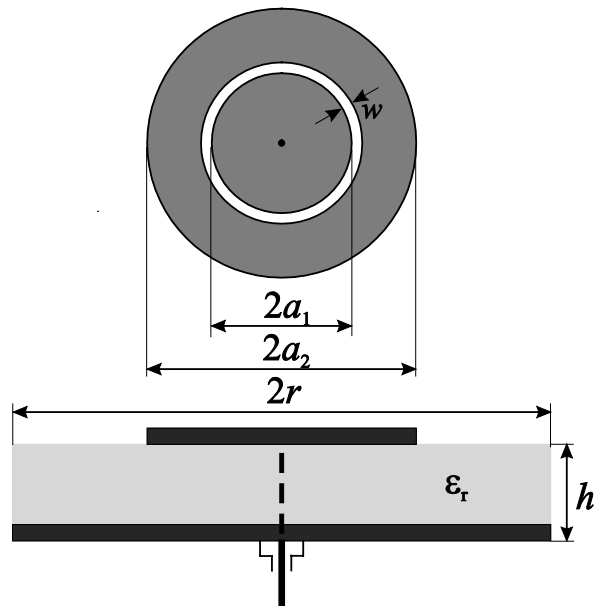


Sl. 4.34 Propusni opseg u funkciji visine vazdušnog procepa invertovane kružne patch antene sa i bez metalnog omotača

#### 4.2.6 Kružna patch-ring antena

U ovom odeljku, analiziran je primer mikrostrip *patch* antene kod koje pored klasične provodne površi kružnog oblika postoji dodatna površ u obliku prstena, kao što je prikazano na Sl. 4.35. Ova konfiguracija poznata je kao *patch-ring* antena, a koristi se u cilju povećanja propusnog opsega  $TM_{02}$  moda [84]. To se postiže pobuđivanjem dve bliske rezonanse koje odgovaraju  $TM_{02}$  modu, pri čemu je jedna rezultat kružne *patch* antene, a druga potiče od dodatne prstenaste površi. Cilindrična TLM mreža je veoma pogodna za modelovanje ovakvih struktura, kod kojih postoje uzani prorezi duž ugaonog pravca, jer je korak diskretizacije u radijalnom smeru moguće jednostavno prilagoditi prorezu i omogućiti precizno modelovanje. Sa druge strane, pravougaonu mrežu treba pažljivo podesiti uz korišćenje finije rezolucije, kako prorez u obliku prstena ne bi bio zanemaren tokom simulacije.

Radi poređenja karakteristika klasične kružne *patch* antene i *patch-ring* konfiguracije, TLM solveri u cilindričnim i pravougaonim koordinatama su najpre primenjeni za modelovanje *patch* antene kružnog oblika, poluprečnika provodne površi i uzemljene metalne podloge  $a_1 = 18$  mm i  $r = 50$  mm, respektivno. Kao supstrat je korišćen Ro4003



Sl. 4.35 Poprečni presek i geometrija provodne površi patch-ring antene

karakteristika:  $\epsilon_r = 3.38$ ,  $\tan \delta = 0.0022$ ,  $h = 1.5$  mm, dok je pobuda smeštena u položaj koji obezbeđuje optimalni nivo magnitude  $S_{11}$  parametra za razmatrani mod  $TM_{02}$  ( $\rho_{opt} = 7.5$  mm).

Modifikacijom klasične kružne *patch* antene u pogledu dodatne metalne površi u obliku prstena, tako da postoji uzano rastojanje u radijalnom pravcu između ove dve površi, dobija se *patch-ring* konfiguracija antene (Sl. 4.35). Kod analiziranog primera *patch-ring* antene, unutrašnji i spoljašnji poluprečnik prstena iznose  $a_1 + w = 19$  mm i  $a_2 = 31$  mm, respektivno, dok je širina proreza  $w = 1$  mm. *Patch-ring* antena je praktično realizovana na supstratu Ro4003 sa koaksijalnom pobudom smeštenom u centar antene (Sl. 4.36).



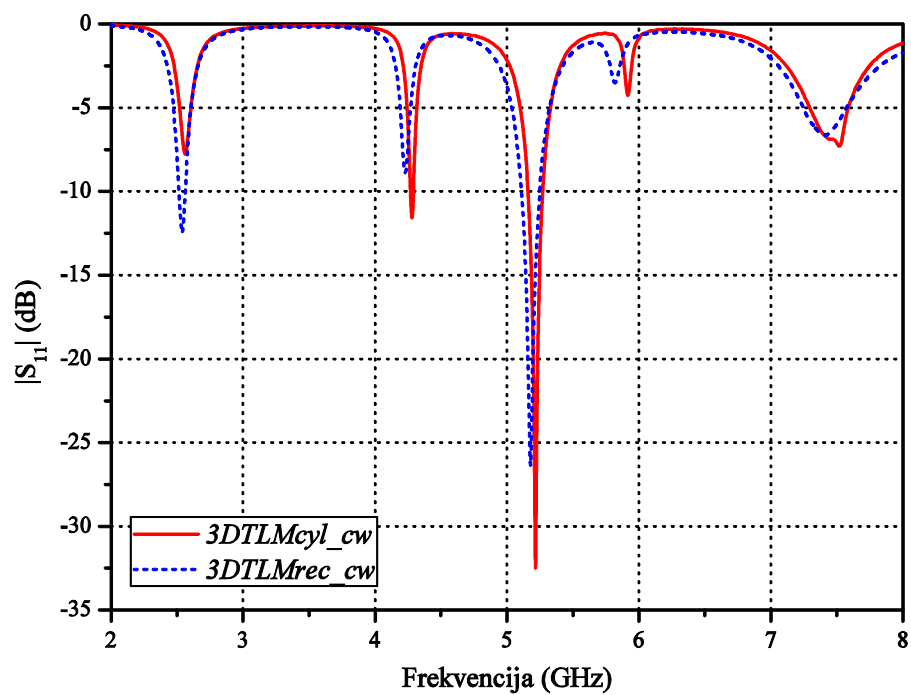
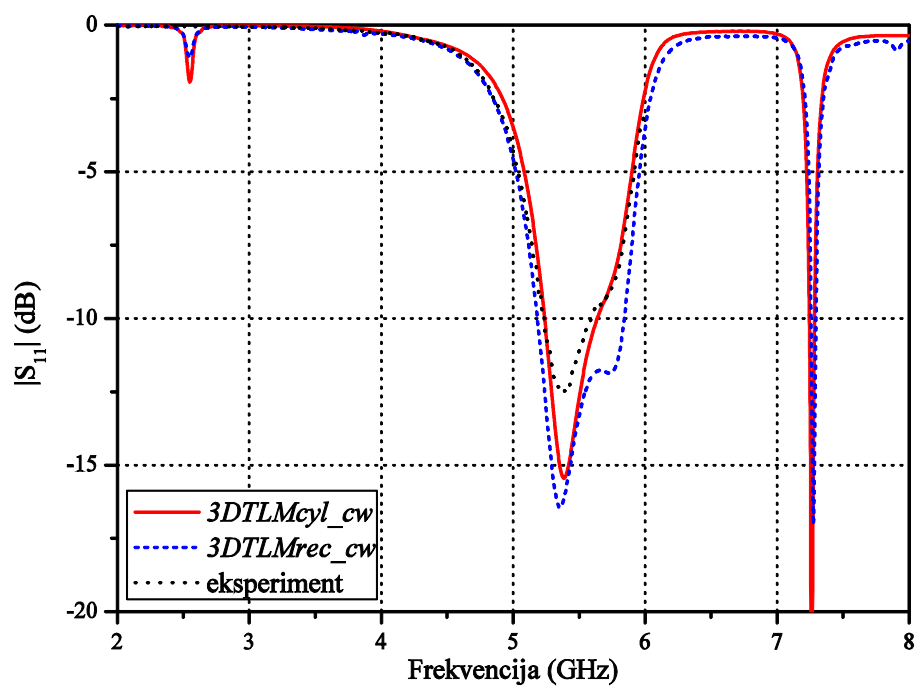
Sl. 4.36 Eksperimentalni model patch-ring antene

Kada je u pitanju realizacija numeričkog modela ove antene, zbog veoma uzanog preseka koji se modeluje stepeničastom aproksimacijom, prilikom primene pravougaone TLM mreže bilo je neophodno koristiti korak diskretizacije duž  $x$  i  $y$  pravca 0.5 mm, dok je u cilindričnoj mreži duž radijalnog pravca primenjen korak diskretizacije 1 mm. Time je značajno redukovan broj potrebnih ćelija u cilindričnom TLM modelu u odnosu na pravougaoni model. Međutim, za razliku od pravougaonog modela antene, kod cilindričnog modela nije bilo moguće postaviti pobudni žičani element u samom centru antene, zbog toga što je u cilindričnoj mreži neophodno definisati veoma uzani koaksijalno postavljeni cilindar duž  $z$ -ose koji se predstavlja magnetnim zidom. Iz tog razloga, prilikom primene cilindrične TLM mreže koaksijalna pobuda je pomerena za 1.5 mm od centra antene, odnosno smeštena je u drugi čvor duž radijalnog pravca, što, na osnovu simulacija izvršenih pravougaonim modelom, nema neki značajniji uticaj na  $S_{11}$  parametar. Ovo je jedan od bitnih nedostataka TLM solvera u cilindričnom koordinatnom sistemu, koji se može prevazići implementacijom tzv. centralnog čvora, što predstavlja jedan od pravaca daljih unapređenja samog solvera.

Uporedni rezultati u vidu magnitude  $S_{11}$  parametra postignuti primenom cilindrične i pravougaone TLM mreže, u slučaju klasične kružne *patch* antene poluprečnika  $a_1 = 18$  mm, ilustrovani su na Sl. 4.37, dok je odgovarajuća merena  $S_{11}$  karakteristika *patch-ring* antene prikazana na Sl. 4.38 uporedo sa numeričkim rezultatima baziranim na cilindričnoj i pravougaonoj mreži. Primećuje se da je postignuto veoma dobro međusobno slaganje numeričkih rezultata za obe razmatrane antene, kao i odlično slaganje sa merenim rezultatima u slučaju *patch-ring* antene.

Na osnovu rezultata prikazanih na Sl. 4.38, uočava se da se *patch-ring* konfiguracijom postižu dve bliske radne frekvencije, koje odgovaraju modu  $TM_{02}$ , pri čemu jedna potiče od klasične kružne *patch* antene, a druga je posledica prstena. Zahvaljujući tome, datom konfiguracijom antene sa dodatnom prstenastom površi, propusni opseg je približno utrostručen u odnosu na klasičnu antenu. Konkretno, propusni opseg klasične kružne *patch* antene iznosi 2.17 %, dok je u slučaju *patch-ring* antene dobijen propusni opseg 7.34 %.

Imajući u vidu da na propusni opseg *patch-ring* antene utiče sprega između postojećih provodnih površi u obliku kruga i prstena, promenom širine slota dolazi do promene  $Q$  faktora antene, što rezultuje različitim širinama propusnog opsega. Dodatno se radna frekvencija može podešavati promenom dimenzija provodnih površi. Naime, poluprečnik kružne provodne površi direktno utiče na nižu rezonantnu frekvenciju, dok je frekvencija drugog moda zavisna od unutrašnjeg i spoljašnjeg poluprečnika površi u obliku prstena [84].

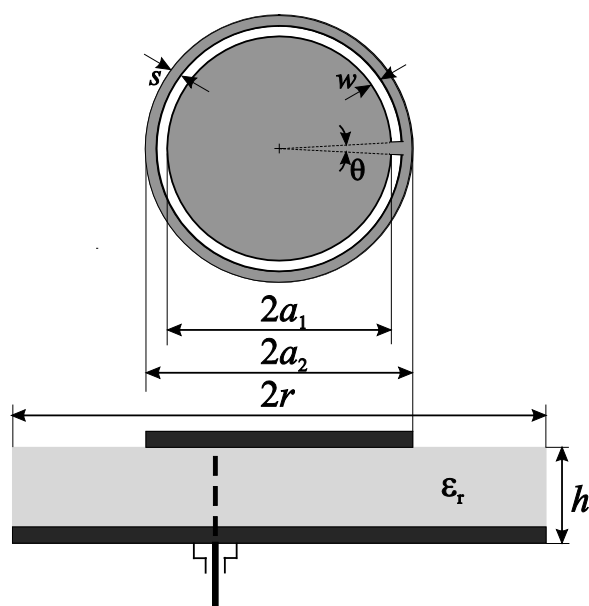
Sl. 4.37  $S_{11}$  parametar kružne patch antene ( $a_1 = 18$  mm, RO4003)Sl. 4.38  $S_{11}$  parametar patch-ring antene (RO4003)

### 4.2.7 Kružna *open-ring-slot* patch antena

Poslednji primer *patch* antene kružnog oblika, na kojoj su ispitane mogućnosti TLM solvera prezentovanog u ovoj disertaciji, realizuje se uklanjanjem metalizacionog sloja u obliku nepotpunog prstena sa kružne provodne površi. Ova antena je poznata kao *open-ring-slot* antena [85], a njena geometrija ilustrovana je na Sl. 4.39. Ovakvom konfiguracijom, umesto jedne radne frekvencije, moguće je postići rad na dve bliske frekvencije, koje odgovaraju  $TM_{11}$  modu. Rezonantni mod niže frekvencije je u velikoj meri zavisna od poluprečnika  $a_2$ , dok je viši mod određen poluprečnikom  $a_1$ . Promenom odnosa ova dva poluprečnika utiče se na odnos frekvencija nižeg i višeg moda [85].

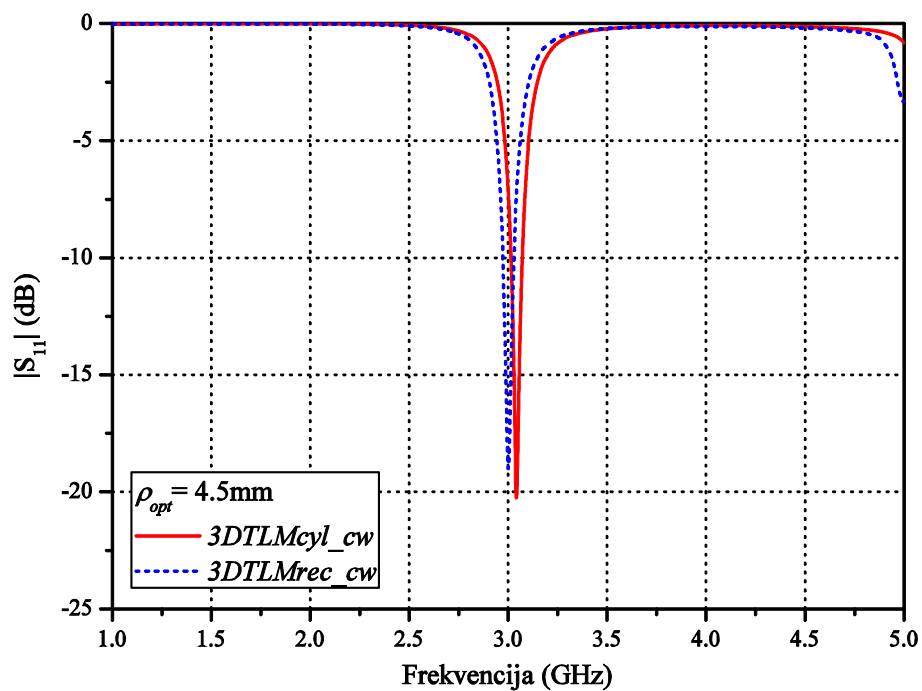
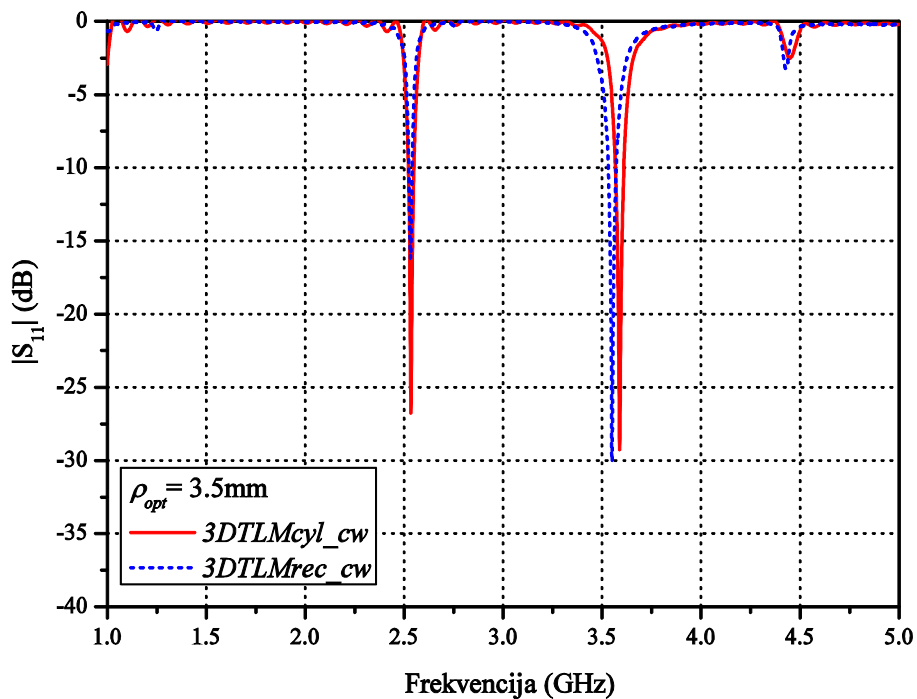
Radi utvrđivanja efekta postizanja rada na dve frekvencije, najpre je simulirana klasična kružna *patch* antena poluprečnika provodne ploče koja odgovara poluprečniku  $a_2$ . Model antene, poluprečnika provodne površi  $a_2 = 15$  mm, realizovan je na supstratu Ro4003, dok je optimalni položaj koaksijalne pobude utvrđen na osnovu simulacija za različite položaje i on iznosi  $\rho_{opt} = 4.5$  mm. Simulirana magnituda  $S_{11}$  parametra dobijena primenom cilindrične i pravougaone TLM mreže prikazana je na Sl. 4.40. Primećuje se da u razmatranom opsegu frekvencija postoji samo jedan mod kome odgovara frekvencija  $f_r = 3.042$  GHz, odnosno nešto niža ako se posmatra rezultat dobijen TLM pristupom u pravougaonim koordinatama.

*Patch* antena modifikovana uklanjanjem sloja metalizacije sa provodne površi u obliku otvorenog prstena modelovana je, takođe, primenom cilindrične i pravougaone mreže, pri čemu je, kao i u prethodnom primeru, u pravougaonom modelu bilo neophodno koristiti



Sl. 4.39 Poprečni presek i geometrija provodne površi *open-ring-slot* antene



Sl. 4.40  $S_{11}$  parametar kružne patch antene ( $a_2 = 15$  mm, RO4003)Sl. 4.41  $S_{11}$  parametar open-ring-slot antene (RO4003)

mrežu sa dvostruko manjim korakom diskretizacije u radijalnom pravcu u odnosu na cilindrični model, zbog uzanog proreza širine  $w = 1\text{ mm}$ . Ostale dimenzije antene su:  $a_1 = 13\text{ mm}$ ,  $a_2 = 15\text{ mm}$ ,  $\Theta = 6^\circ$ ,  $\rho_{opt} = 3.5\text{ mm}$ . Uporedni prikaz rezultata dobijenih TLM solverima u cilindričnim i pravougaonim koordinatama dat je na Sl. 4.41, na osnovu koje se zapaža da je postignuto veoma dobro slaganje. Magnituda  $S_{11}$  parametra u frekvencijskom opsegu od interesa pokazuje da se razmatranom konfiguracijom antene postiže rad na dve frekvencije, koje u konkretnom slučaju iznose  $f_1 = 2.535\text{ GHz}$  i  $f_2 = 3.588\text{ GHz}$ . Frekvenciju prvog moda je moguće dodatno podešavati promenom širine proreza  $w$ , pri čemu se i poluprečnik  $a_2$  pomera za  $w$ .

## 5 ZAKLJUČAK

Osnovna motivacija za izradu ove disertacije je razvoj modela za analizu mikrotalasnih struktura cilindrične geometrije, kojim se prevazilaze ograničenja primene pravougaone TLM mreže, posebno izražena u prisustvu žičanih elemenata i opterećenja sa gubicima. Kako su ova ograničenja, generalno, posledica korišćenja aproksimativnog modelovanja graničnih površi koje se ne poklapaju sa koordinatnim osama, pristup usvojen u ovoj disertaciji zasniva se na primeni TLM metoda u cilindričnom koordinatnom sistemu. Iako omogućava precizno modelovanje struktura kružnog poprečnog preseka, primena cilindričnog TLM solvera, koji koristi impulsnu pobudu za ekscitaciju željene komponente polja [10], daje rezultate koji mogu odstupati od eksperimentalnih rezultata, u pogledu vrednosti rezonantnih modova i nivoa elektromagnetnog polja. Iz tog razloga, u procesu projektovanja mikrotalasnih struktura, od velikog je značaja omogućiti adekvatno modelovanje žičanih elemenata koji se koriste kao elementi za pobudu i detekciju elektromagnetnog polja i identifikaciju modova [55]. U skladu sa tim, osnovni postavljeni cilj pri izradi ove disertacije bio je da se razvojem i implementacijom kompaktnog žičanog modela, koji omogućava dvosmernu interakciju žice sa elektromagnetnim poljem, postigne bolja tačnost, efikasnost i proširi opseg primenljivosti TLM metoda u cilindričnom koordinatnom sistemu.

### 5.1 Pregled ostvarenih rezultata

Disertacija se sastoji iz dva osnovna dela, teorijskog i aplikativnog, pri čemu su ostvareni doprinosi prisutni u svakom od ovih delova.

U okviru teorijskog dela disertacije, datog u glavi 2, opisani su principi modelovanja pomoću električnih vodova, odnosno TLM metoda, kroz detaljno formulisanje u cilindričnim koordinatama. Izvedene su osnovne TLM konstitutivne relacije za generalni simetrični kondenzovani čvor i, posebno, za hibridni simetrični kondenzovani čvor na kojem je zasnovan generisan kod *3DTLMcyl\_cw*. Ove relacije zajedno sa uslovima vremenskog

sinhronizma predstavljaju osnovni sistem jednačina za izvođenje parametara TLM mreže u cilindričnom koordinatnom sistemu. Polazeći od odgovarajućih fizičkih principa, formulisane su jednačine kojima se opisuju procedure rasejanja i povezivanja u cilindričnoj TLM mreži. Prezentovan je postupak modifikacije procedure povezivanja za susedne čvorove duž radijalnog pravca, kao i za povezivanje prvih i poslednjih čvorova duž ugaonog pravca. Takođe, opisan je postupak modelovanja sredina sa gubicima, spoljašnjih i unutrašnjih graničnih površi okarakterisanih preko koeficijenta refleksije, kao i način definisanja pobude u TLM mreži. U nastavku, izložen je integralni tro-dimenzionalni TLM žičani model kojim se modeluju žičane strukture kod mikrotalasnih struktura cilindrične geometrije. Posebna pažnja je posvećena dodatnom algoritmu povezivanja, za adekvatno modelovanje žičanih elemenata postavljenih u radijalnom pravcu, kada se karakteristike čvorova žičane mreže menjaju između susednih čvorova usled različitog poprečnog preseka čvorova. Na kraju glave, opisane su karakteristike programskog paketa, realizovanog primenom programskog jezika FORTRAN77, koji se zasniva na TLM metodu u cilindričnim koordinatama sa implementiranim kompaktnim žičanim modelom. Programski paket, pored glavnog koda *3DTLMcyl\_cw*, sadrži i prateće programe, kao što su program za diskretnu *Fourier*-ovu transformaciju i program za proračun *S* parametara i ulazne impedanse. Detaljno je izložena struktura algoritma *3DTLMcyl\_cw* i opisana karakterizacija potrebnih parametara za pokretanje simulacije koja se vrši u okviru ulazne datoteke. Realizacijom ovog paketa omogućeno je adekvatno modelovanje mikrotalasnih struktura cilindrične geometrije, kod kojih se elektromagnetna sprega ostvaruje preko žičanih provodnika, kao i generisanje željenog tipa odziva uz definisanje odgovarajuće pobude.

Drugi, aplikativni deo disertacije posvećen je verifikovanju i istraživanju mogućnosti, efikasnosti i tačnosti integralnog cilindričnog TLM metoda i na njemu temeljenog koda *3DTLMcyl\_cw* na nizu izloženih primera. Primerima su obuhvaćene zatvorene strukture u vidu cilindričnih rezonatora sa opterećenjem različite geometrije sa radijalno postavljenim žičanim elementima (glava 3) i otvorene strukture u vidu mikrostrip antena različitih konfiguracija kružne geometrije sa koaksijalnom pobudom (glava 4).

U cilju verifikacije prezentovanog metoda, u glavi 3, *3DTLMcyl\_cw* program je primenjen za modelovanje neopterećenog metalnog rezonatora kružnog poprečnog preseka, najpre bez priključenih žičanih elemenata, odnosno pomoću impulsne pobude, zatim u prisustvu jedne pobudne sonde, koja se koristi istovremeno i kao prijemna, i na kraju, u prisustvu dve, pobudne i prijemne sonde. U slučajevima kada se koristi jedna ili dve sonde,

dobijene su raspodele polja pobuđenih modova, koje su u skladu sa očekivanim zaključcima u vezi sa uslovima u kojima dati modovi mogu biti pobuđeni. Poređenjem sa odgovarajućim podacima o pobuđenim modovima dobijenim primenom impulsne pobude potvrđeno je postojanje odstupanja vrednosti rezonantnih frekvencija, zbog zanemarivanja uticaja elemenata za pobudu i detekciju modova [13]. Analizom rezultata simulacija, izvršenih za različite dimenzije sonde, potvrđeni su relevantni zaključci u vezi sa uticajem dužine i poluprečnika žičanih sonde na rezonantne frekvencije pobuđenih modova u rezonatoru [13]. Simulirani rezultati, koji predstavljaju karakteristike refleksije i transmisije, za različite dužine sonde, upoređeni su sa merenim rezultatima zasnovanim na eksperimentalnoj proceduri obavljenoj u Laboratoriji za mikrotalasnu tehniku i bežične komunikacije Elektronskog fakulteta u Nišu. Veoma dobro slaganje prikazanih rezultata u potpunosti potvrđuje primenljivost integralnog cilindričnog TLM metoda za snimanje raspodele polja, kao i za definisanje zakonitosti ponašanja rezonantnih frekvencija pobuđenih modova i jačine polja u cilindričnom, neopterećenom rezonatoru pobuđenog preko žičane sonde [9]. Na osnovu poređenja sa rezultatima dobijenim primenom konvencionalnog TLM metoda u pravougaonim koordinatama, a uzimajući u obzir uslove modelovanja u različitim koordinatnim sistemima, pokazano je da primena cilindrične TLM mreže obezbeđuje rezultate dovoljne preciznosti sa manjim brojem čvorova kojima se realizuje numerički model. Kako je dimenzija TLM ćelija direktno povezana sa vremenskim korakom nameće se zaključak da je integralni cilindrični TLM metod efikasniji, u pogledu potrebnog vremena i računarskih resursa, u odnosu na pristup u pravougaonim koordinatama. Takođe, na osnovu istraživanja rezonatora sa sondama različitog poluprečnika istaknuta je još jedna prednost integralnog cilindričnog TLM metoda koja se ogleda u mogućnosti modelovanja sonde većeg poluprečnika [9]. Nasuprot tome, primena kompaktnog žičanog modela implementiranog u model rezonatora u pravougaonoj TLM mreži ograničena je u smislu mogućnosti modelovanja maksimalnog poluprečnika žičane sonde, koji obezbeđuje konvergenciju rezultata. Prednost korišćenja prezentovanog TLM solvera utvrđena je i na primeru modelovanja cilindričnog rezonatora sa sondama postavljenih u radijalnom pravcu pod uglom različitim od celobrojnog umnoška od  $90^\circ$ , gde je TLM pristup u pravougaonim koordinatama praktično neprimenljiv.

Radi dodatne analize primenljivosti prezentovanog metoda, pored neopterećenog cilindričnog rezonatora, predmet istraživanja treće glave bio je i cilindrični rezonator u prisustvu različitih tipova opterećenja i dveju radijalno priključenih žičanih sonde. Najpre su

ilustrovani rezultati modelovanja cilindričnog rezonatora u prisustvu planparalelno postavljenih opterećenja [9]. Kod prvog primera rezonatora korišćeno je planparalelno opterećenje odignuto od dna rezonatora, a zatim je razmatran rezonator sa jednim slojem dielektrika planparalelno postavljenog na dnu rezonatora i drugim odignutim slojem. Pokazano je odlično slaganje simuliranih rezultata ostvarenih primenom cilindrične i pravougaone TLM mreže, pri čemu je manji broj čvorova zahtevala primena cilindrične mreže. Takođe, ilustrovani numerički rezultati potkrepljeni su odgovarajućim merenim rezultatima pri čemu je postignuto zadovoljavajuće slaganje.

Drugi analizirani tip opterećenja cilindričnog rezonatora predstavlja dielektrik u vidu koaksijalno postavljenog cilindra. Pokazano je da TLM pristup u pravougaonim koordinatama ima ograničene mogućnosti, posebno kada se kao opterećenje koristi materijal velike permitivnosti. Ograničenja ovog pristupa su posledica primene aproksimativnog modelovanja kružnih i cilindričnih graničnih površi, ali i dodatnog povećanja rezolucije mreže u cilju adekvatnog modelovanja dielektrika. Usled toga što se promena koraka diskretizacije odvija istovremeno duž pravaca  $x$  i  $y$ , korišćenje uniformne mreže veće rezolucije za modelovanje dielektrika rezultuje neuniformnošću u homogenom delu ispunjenom vazduhom, odnosno povećanjem rezolucije u pojedinim regionima. Problem modelovanja koaksijalno opterećenog cilindričnog rezonatora pravougaonom TLM mrežom posebno je izražen kada su analizom obuhvaćeni i žičani elementi za pobudu i detekciju modova, imajući u vidu da se oni nalaze upravo u ovim regionima. U slučaju kada se kao koaksijalno opterećenje koristi dielektrik velike permitivnosti (kao što je voda), neophodno je, sa jedne strane, primeniti mrežu veće rezolucije i u delu rezonatora ispunjenom vazduhom gde se nalaze žičane sonde, a sa druge strane treba voditi računa o odnosu između dimenzija poprečnog preseka TLM ćelija i poluprečnika žice. Kako ovi zahtevi, u slučaju opterećenja velike permitivnosti, ne mogu istovremeno biti ispunjeni, nameće se zaključak da pravougaonom mrežom nije moguće modelovati sonde poluprečnika uobičajenih u praksi. Ukoliko bi se rešenju ovog problema pristupilo na račun primenjene rezolucije, odnosno korišćenjem pravougaone mreže manje rezolucije nego što se zahteva, maksimalna frekvencija do koje bi dobijeni rezultati bili validni bila bi značajno redukovana. Analizom rezultata ostvarenih primenom obeju TLM mreža, pokazano je da se pristup modelovanju, na kojem se bazira ova disertacija, može smatrati rešenjem za pomenuti problem. Naime, u cilindričnoj TLM mreži, gde je prostorni korak diskretizacije za potrebe modelovanja nehomogenih karakteristika medijuma potrebno menjati samo duž radijalnog pravca, vrsta

opterećenja, a samim tim i rezolucija primenjena na njegovo modelovanje, nema uticaja na deo rezonatora ispunjen vazduhom, kao ni na vrednost poluprečnika žičanih elemenata. Na primerima cilindričnog rezonatora sa spregnutim sondama i koaksijalno postavljenim opterećenjem (etanol ili voda), izvršena je verifikacija integralnog cilindričnog TLM metoda. Numeričkim putem dobijene karakteristike refleksije i transmisije odlično se slažu sa merenim karakteristikama dobijenim na osnovu eksperimentalnog modela koaksijalno opterećenog rezonatora realizovanog u okviru Laboratorije za mikrotalasnu tehniku i bežične komunikacije Elektronskog fakulteta u Nišu.

Rezultati istraživanja opisani u glavi 3 mogu biti od značaja pri projektovanju i primeni cilindričnih rezonatora u brojnim mikrotalasnim industrijskim aplikacijama. Takođe, mogu biti od koristi prilikom razmatranja problema termičke obrade dielektričnih materijala mikrotalasnom energijom.

Glava 4 posvećena je ispitivanju mogućnosti *3DTLMcyl\_cw* softvera za modelovanje mikrotalasnih struktura koje se realizuju u mikrostrip tehnici i pobuđuju preko unutrašnjeg provodnika koaksijalnog kabla. Nakon opisa osnovnih karakteristika mikrostripa antena, detaljno su izvedeni parametri koji se tiču kružne mikrostrip antene u skladu sa principima aproksimativnog *cavity model*-a. Nekoliko različitih konfiguracija kružne *patch* antene modelovano je razvijenim TLM solverom u cilindričnim koordinatama, uzimajući u obzir sve potrebne parametre za verodostojno predstavljanje modela antene: proširenje modelovanog prostora sa apsorbujućim graničnim površima, prisustvo unutrašnjih metalizacija opisanih primenom električnog zida, kao i prisustvo dielektrika i koaksijalne pobude. Pored klasične kružne *patch* antene, predmet istraživanja bila je i antena kružnog oblika sa vazдушnim procepom između donje metalizacije i supstrata, zatim tzv. invertovana antena, kao i invertovana antena sa metalnim oklopom, koje se, u praksi, koriste radi postizanja boljih performansi antena. Pored magnitude  $S_{11}$  parametra i KST-a, dati su i rezultati koji prikazuju ulaznu impedansu razmatranih antena u bliskoj oblasti oko rezonantne frekvencije. Ovi rezultati se mogu iskoristiti za utvrđivanje optimalnog položaja pobude koji obezbeđuje prilagođenje između antene i pobudnog elementa. Mogućnosti *3DTLMcyl\_cw* softvera dodatno su istražene na primerima složenijih konfiguracija antena kod kojih provodna površ sadrži uzane proreze duž radijalnog ili ugaonog pravca, koji se u praksi koriste u cilju postizanja šireg propusnog opsega ili rada na dve frekvencije. Ovakve strukture jednostavno je modelovati cilindričnom TLM mrežom, zahvaljujući podešavanju koraka diskretizacije u radijalnom i ugaonom pravcu u skladu sa dimenzijama proreza, dok pravougaona mreža

zahteva korišćenje znatno većeg broja čvorova. U svim razmatranim primerima modelovanja *patch* antena postignuto je veoma dobro slaganje numeričkih TLM rezultata sa odgovarajućim rezultatima dobijenim na osnovu eksperimentalnih modela antena realizovanih i izmerenih u okviru *RF and Microwave Research Laboratory, Technische Universitaet Ilmenau*. Dobro slaganje je postignuto i sa rezultatima dobijenim primenom TLM metoda u pravougaonim koordinatama, ali se, u tom slučaju, mora koristiti znatno veći broj čvorova. Uočeno je da pravougaoni TLM modeli za analizu mikrostrip struktura imaju ograničenja, u smislu nedovoljno preciznog modelovanja kružnih provodnih površi, što za posledicu ima odstupanje TLM rezultata od očekivanih vrednosti. Ovu grešku modelovanja moguće je korigovati korišćenjem veće rezolucije TLM mreže na račun povećanja dužine trajanja simulacije. Međutim, kada se kao pobuda koristi žičani element, rezolucija mreže je ograničena dimenzijama i položajem pobudnog elementa. Imajući u vidu da žičani element počinje i završava se na kraju ćelije, njegova dužina treba da bude jednaka celobrojnom umnošku dimenzija TLM ćelije u odgovarajućem pravcu. Takođe, u cilju obezbeđivanja uslova za dobijanje korektnih rezultata, treba voditi računa o odnosu dimenzija ćelija u odgovarajućim pravcima i poluprečniku žičanog provodnika. Prema tome, kako bi prethodno pomenuti uslovi bili zadovoljeni, rezolucija pravougaone mreže se može smanjivati samo do određene granice. Nasuprot tome, cilindrična TLM mreža pruža više slobode po pitanju izbora dimenzija TLM ćelija, jer je, za bilo koju rezoluciju, obezbeđeno precizno modelovanje kružnih površi, tako da su dimenzije TLM ćelija ograničene jedino dimenzijama koaksijalne pobude i njenim položajem.

Prikazani primeri su potvrdili da se prezentovani softverski paket može smatrati pouzdanim alatom i u slučaju rešavanja problema elektromagnetnog prostiranja kod mikrostrip antena i da njegova primena rezultuje visokom tačnošću u određivanju vrednosti rezonantnih frekvencija antena na osnovu karakteristike refleksije. Rezultati ovih istraživanja mogu biti od značaja pri projektovanju i primeni mikrostrip antena u različitim sistemima mobilnih komunikacija. Modelovanje realne pobude omogućava precizno određivanje rezonantnih frekvencija i ulazne impedanse koje kod *patch* antene pobuđene koaksijalnim putem upravo zavise od pozicije i dimenzija žičanog provodnika.



## ***5.2 Osnovne karakteristike TLM algoritma u cilindričnom koordinatnom sistemu***

TLM metod pripada grupi diferencijalnih metoda u vremenskom domenu, čiji je princip modelovanja polja zasnovan na analogiji sa naponom i strujom u mreži transmisionih linija [4]. Osnovna TLM ćelija, kojom se opisuje prostiranje impulsa u delu prostora, predstavlja čvor sačinjen od šest međusobno ukrštenih transmisionih linija. Najčešće korišćena struktura je tzv. simetrični kondenzovani čvor – SCN [4], koja se može proširiti ubacivanjem stabova u cilju realizacije različitih tipova čvorova sa različitim karakteristikama. TLM metod, opisan u ovoj disertaciji, baziran je na hibridnom simetričnom kondenzovanom čvoru – HSCN [4, 35], koji pored osnovne čvorne strukture sadrži i tri kapacitivna staba. Uvođenje stabova se vrši radi opisivanja različitih karakteristika materijala i definisanja ćelija različitog koraka diskretizacije. Korišćenje ćelija oblika različitog od kocke obezbeđuje konstruisanje neuniformne mreže, kako bi se izabrala optimalna veličina i oblik mreže za različite regione modelovanog problema. Vremenski korak simulacije direktno zavisi od veličine ćelija, pri čemu posebno treba voditi računa o očuvanju vremenskog sinhronizma kroz mrežu. U svakom vremenskom trenutku 12 naponskih impulsa, koji su incidentni na portove svakog čvora, rasejavaju se prema teoriji prostiranja po vodovima tako da nastaje 12 reflektovanih impulsa, predstavljajući proces rasejanja. Reflektovani impulsi, u narednom vremenskom trenutku, postaju novi incidentni naponski impulsi u susednim čvorovima, što se opisuje procedurom povezivanja. Ove dve procedure, rasejanje i povezivanje, koje se odvijaju u svakom vremenskom trenutku, čine osnovni deo TLM algoritma. U svakom vremenskom trenutku i u svakom čvoru, mogu se izračunati sve komponente elektromagnetnog polja ili struja, odnosno napon, na osnovu poznatih naponskih impulsa. Prema tome, TLM algoritam nudi celokupnu informaciju od priključivanja pobude do stacionarnog stanja kroz ukupni problem modelovanja.

Prilikom softverske implementacije TLM metoda u cilindričnim koordinatama, bilo je neophodno adekvatno realizovati proceduru povezivanja, koja je, za razliku od pravougaonog sistema, različita za svaki koordinatni smer. Procedura povezivanja ćelija u  $z$  smeru je identična onoj u pravougaonim koordinatama, gde se vrši jednostavna razmena impulsa između čvorova, osim u slučaju ako pripadaju regionima različitih parametara sredine. Kako su, duž radijalnog pravca, međusobno susedne ćelije različitih dimenzija, postupak povezivanja je realizovan na način opisan u poglavlju 2.2.3. Duž ugaonog pravca, međusobno

susedne ćelije jednostavno razmenjuju impulse, ali je bilo potrebno na odgovarajući način ostvariti povezivanje svih prvih i poslednjih ćelija u ovom pravcu, jer ne predstavljaju granične površi kao kod pravougaone mreže. Algoritmom je obuhvaćena i modifikacija procedure povezivanja na graničnim površima u skladu sa odgovarajućim graničnim uslovima. Realizovan TLM solver omogućava modelovanje tri vrste granica kroz definisanje koeficijenta refleksije: električni zid, magnetni zid i apsorbujuću graničnu površ, koja se koristi pri rešavanju otvorenih problema. Posebna pažnja u realizaciji softvera posvećena je problemu povezivanja žičanih čvorova prilikom inkorporacije žičanog modela, imajući u vidu da su admitanse link linija susednih ćelija različite usled različitog poprečnog preseka ćelija kroz koje se proteže žičani segment. Iz tog razloga, realizovan je dodatni algoritam povezivanja koji je implementiran u softver. Što se tiče pobude, ona se ostvaruje impulsno primenom *Dirac*-ovog impulsa ili preko naponskog generatora povezanog za žičani provodnik preko tzv. žičanog porta. Odziv simulacije, u obliku indukovane struje na žičanom provodniku, dobija se direktno u vremenskom domenu i može se prebaciti u frekvencijski domen primenom *Fourrier*-ove transformacije. Dodatnom obradom rezultata omogućeno je generisanje rezultata koji prikazuju *S* parametre ili ulaznu impedansu. U skladu sa prethodno navedenim, izvode se sledeće karakteristike TLM algoritma:

- sve komponente elektromagnetnog polja mogu se dobiti u istom vremenskom trenutku i u istoj tački u prostoru,
- ceo modelovani prostor mora biti ispunjen TLM čvorovima,
- vremenski korak je mali i zavisi od dimenzija TLM čvorova,
- dimenzije ćelija trebalo bi da budu male – približno 10 ćelija po jednoj talasnoj dužini daje zadovoljavajuću tačnost,
- postizanje stacionarnog stanja može biti sporo zahtevajući veliki broj iteracija kod nekih problema, što se rešava uvođenjem prozorskih funkcija za odsecanje rezultujućeg vremenskog signala,
- modelovanje metalnih graničnih površi rešava se definisanjem spoljašnjih ili unutrašnjih graničnih površi koje predstavljaju električni zid,
- rešavanje otvorenih problema zahteva korišćenje odgovarajućih graničnih uslova definisanjem tzv. apsorbujućih graničnih površi,

- prilikom opisivanja nehomogenih parametara medijuma treba voditi računa o održanju vremenskog sinhronizma u mreži, zbog različite brzine prostiranja impulsa,
- za modelovanje žičanih elemenata manjih dimenzija u poređenju sa dimenzijama ćelija primenjuje se implementirani kompaktni žičani model, pri čemu treba voditi računa o odnosu između poluprečnika žice i poprečnog preseka ćelija kroz koje žični segment prolazi.

Na osnovu poređenja prezentovanih rezultata, postignutih primenom cilindrične TLM mreže, sa rezultatima baziranih na pravougaonoj mreži, uočene se sledeće prednosti:

- precizno modelovanje mikrotalasnih struktura koje sadrže kružne ili cilindrične graničnih površi,
- potreban je manji broj čvorova za postizanje rezultata zadovoljavajuće preciznosti,
- mogućnost modelovanja radijalno postavljenih žičanih elemenata većeg poluprečnika,
- mogućnost modelovanja žičanih elemenata u radijalnim pravcima sa proizvoljnim uglom između njih,
- adekvatno modelovanje koaksijalnog opterećenja velike permitivnosti uz mogućnost modelovanja žičanih elemenata dimenzija koje se koriste u praksi,

i ograničenja:

- ograničen poluprečnik žičanih elemenata postavljenih blizu aksijalne ose TLM cilindrične mreže u zavisnosti od primenjene rezolucije mreže,
- nemogućnost modelovanja žičanog elementa postavljenog duž aksijalne ose cilindrične TLM mreže,
- ograničeno proširenje modelovanog prostora zbog velikih dimenzija ćelija na obodu mreže čime se ograničava frekvencijski opseg u kojem se dobijaju validni rezultati.

### **5.3 Doprinosi disertacije**

Na osnovu eksperimentalne verifikacije i poređenja sa rezultatima zasnovanim na TLM pristupu u pravougaonim koordinatama, izvodi se zaključak da TLM simulaciona tehnika u cilindričnom koordinatnom sistemu unapređena kompaktnim žičanim modelom predstavlja

pouzdan aparat koji obezbeđuje precizno modelovanje mikrotalasnih struktura cilindrične geometrije u prisustvu žičanih elemenata, što predstavlja generalni doprinos ove disertacije.

Među postignutim rezultatima, koji predstavljaju originalni naučni doprinos disertacije, može se izdvojiti i sledeće:

- razvoj žičanog TLM modela u cilindričnom koordinatnom sistemu uz modifikaciju algoritma povezivanja i generisanje programskog koda *3DTLMcyl\_cw* u okviru Laboratorije za mikrotalasnu tehniku i bežične komunikacije Elektronskog fakulteta u Nišu,
- primena generisanog TLM solvera u cilindričnom koordinatnom sistemu na zatvorene strukture sa manjim brojem TLM ćelija u poređenju sa odgovarajućim modelom u pravougaonom koordinatnom sistemu i sa mogućnošću modelovanja žičanih elemenata većeg poluprečnika,
- prevazilaženje ograničenja mogućnosti primene konvencionalnog TLM pristupa u pravougaonim koordinatama, koja se odnose na modelovanje cilindričnih rezonatora sa žičanim elementima postavljenih u radijalnom pravcu sa proizvoljnim uglom između pravaca sonde,
- prednost primene unapređenog TLM softvera, u slučaju modelovanja cilindričnog rezonatora sa koaksijalno postavljenim opterećenjem i radijalno postavljenim žičanim elementima, naročito u slučaju dielektrika velike relativne permitivnosti,
- efikasna primena realizovanog TLM softvera za analizu mikrostrip antena kružnog oblika pobuđenih preko koaksijalnog provodnika, gde se njegova prednost u odnosu na primenu pravougaone mreže vidi u preciznom modelovanju kružnih metalnih površi uz korišćenje značajno manjeg broja TLM ćelija,
- verifikacija integralnog cilindričnog TLM metoda poređenjem numeričkih rezultata sa eksperimentalnim, na gotovo svim primerima koji su bili predmet istraživanja disertacije.

## **5.4 Pravci budućih istraživanja**

Kada su u pitanju pravci daljeg razvoja i unapređenja TLM softverskog paketa, u smislu pobošanja tačnosti u širokom opsegu parametara sredine i geometrije, kao i pravci

modelovanja i analize složenih mikrotalasnih struktura, koje prevazilaze okvire ove disertacije, mogu se navesti sledeće planirane aktivnosti:

- implementacija tzv. centralnog čvora u TLM model u cilindričnom koordinatnom sistemu,
- razvoj i implementacija TLM modela sa  $Z$  transformacijom u cilindričnom koordinatnom sistemu, za potrebe modelovanja frekvencijski zavisnih anizotropnih i nelinearnih materijala, kod kojih se parametri sredine značajno menjaju sa promenom frekvencije,
- implementacija žičanog modela u TLM metod sa  $Z$  transformacijom,
- realizacija modela koaksijalno pobuđenih *patch* antena kružnog oblika složenije konfiguracije, koje uključuju više slojeva supstrata, parazitne *patch* slojeve i proreze duž radijalnog i/ili ugaonog pravca,
- realizacija modela žičanih elemenata u ugaonom pravcu, kao i spojeva žičanih elemenata duž radijalnog i ugaonog pravca,
- dalji razvoj grafičkog korisnički orijentisanog interfejsa, koji bi omogućio brzo i pouzdano definisanje geometrije i strukture problema, kao i grafičko predstavljanje izlaznih veličina.

## 6 LITERATURA

- [1] T. V. C. T. Chan, and H. C. Reader, *Understanding microwave heating cavities*: Artech House, 2000.
- [2] C. A. Balanis, *Antenna theory: analysis and design*: John Wiley & Sons, 2012.
- [3] C. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, New York: John Wiley & Sons, 1989.
- [4] C. Christopoulos, *The transmission-line modeling method: TLM*: Institute of Electrical and Electronics Engineers, 1995.
- [5] D. C. Dibben, and R. Metaxas, "Time domain finite element analysis of multimode microwave applicators," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 32, no. 3, pp. 942-945, 1996.
- [6] K. S. Kunz, and R. J. Luebbers, *The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*: Taylor & Francis, 1993.
- [7] M. M. Ney, "Method of Moments as Applied to Electromagnetic Problems," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 33, no. 10, pp. 972-980, 1985.
- [8] H. Meliani, D. De Cogan, and P. B. Johns, "The use of orthogonal curvilinear meshes in TLM models," *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, vol. 1, no. 4, pp. 221-238, 1988.
- [9] T. Dimitrijević, J. Joković, B. Milovanović *et al.*, "TLM modeling of a probe-coupled cylindrical cavity based on compact wire model in the cylindrical mesh," *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, vol. 22, no. 2, pp. 184-192, 2012.
- [10] B. D. Milovanovic, N. Dončov, "TLM modeling of the circular cylindrical cavity loaded by lossy dielectric sample of various geometric shapes," *J Microw Power Electromagn Energy*, 4, International Microwave Power Institute, 2002, pp. 237-247.

- 
- [11] J. J. Joković, B. D. Milovanović, and N. S. Dončov, "Numerical model of transmission procedure in a cylindrical metallic cavity compared with measured results," *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, vol. 18, no. 4, pp. 295-302, 2008.
- [12] V. Trenkic, A. J. Wlodarczyk, and R. A. Scaramuzza, "Modelling of coupling between transient electromagnetic field and complex wire structures," *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, vol. 12, no. 4, pp. 257-273, 1999.
- [13] J. Joković, "Modelovanje i analiza sprege žičanih elemenata i elektromagnetnog polja u mikrotalasnom rezonatoru primenom integralnog 3D TLM metoda," Doktorska disertacija, Elektronski fakultet, Univerzitet u Nišu, Niš, 2007.
- [14] A. G. Derneryd, "Analysis of the microstrip disk antenna element," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 27, no. 5, pp. 660-664, 1979.
- [15] P. B. Johns, and R. L. Beurle, "Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission-line matrix," *Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of*, vol. 118, no. 9, pp. 1203-1208, 1971.
- [16] W. J. R. Hoefer, "New Horizons in Numerical Time Domain Modelling of Microwave Structures," in *Microwave Conference, 1990. 20th European, 1990*, pp. 7-20.
- [17] B. Milovanovic, N. Doncov, and A. Atanaskovic, "TLM modelling of cylindrical metallic cavity loaded by inhomogeneous dielectric sample," in *Electrotechnical Conference, 2000. MELECON 2000. 10th Mediterranean, 2000*, pp. 244-247 vol.1.
- [18] D. M. Stubbs, S. H. Pulko, and B. Wilson, "Application of Transmission Line Matrix (TLM) method to numerical modelling of a MESFET distributed amplifier," in *Wideband Circuits, Modelling and Techniques, IEE Colloquium, 1996*, pp. 4/1-4/6.
- [19] N. M. Doncov, B.; Ivkovic, S., "Modelling of the Circular Cylindrical Cavity Loaded by Lossy Dielectric Sample of Various Geometries Using 3-D TLM Method," *Microwave Review Journal*, vol. 5, no. 1, pp. 6-9, 1998, 1998.
- [20] J. Paul, "Modelling of General Electromagnetic Material Properties in TLM," PhD Thesis, University of Nottingham, Nottingham, 1998.
- [21] V. Trenkic, C. Chirstopoulos, and T. M. Benson, "Simple and elegant formulation of scattering in TLM nodes," *Electronics Letters*, vol. 29, no. 18, pp. 1651-1652, 1993.

- [22] S. Akhtarzad, and P. B. Johns, "Solution of Maxwell's equations in three space dimensions and time by the t.l.m. method of numerical analysis," *Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of*, vol. 122, no. 12, pp. 1344-1348, 1975.
- [23] V. C. Trenkic, C; Benson, T.M., "Minimization and elimination of dispersion in electromagnetic simulations by selection of node aspect ratio and time step in the TLM super-condensed node," in PIERS, Seattle, Washington, USA, 1995.
- [24] V. C. Trenkic, C; Benson, T.M., "A unified approach to the derivation of TLM node parameters," in First International Workshop on Transmission Line Matrix (TLM) Modelling - Theory and Applications, Victoria, BC, Canada, 1995.
- [25] P. B. Johns, "A Symmetrical Condensed Node for the TLM Method," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 35, no. 4, pp. 370-377, 1987.
- [26] V. Trenkic, C. Christopoulos, and T. M. Benson, "Generally graded TLM mesh using the symmetrical supercondensed node," *Electronics Letters*, vol. 30, no. 10, pp. 795-797, 1994.
- [27] A. Ruddle, D. Ward, R. Scaramuzza *et al.*, "Development of thin wire models in TLM," in Electromagnetic Compatibility, 1998. 1998 IEEE International Symposium on, 1998, pp. 196-201 vol.1.
- [28] N. Doncov, A. J. Wlodarczyk, R. Scaramuzza *et al.*, "Compact TLM model for air-vents," *Electronics Letters*, vol. 38, no. 16, pp. 887-889, 2002.
- [29] A. J. Wlodarczyk, and D. P. Johns, "New wire interface for graded 3-D TLM," *Electronics Letters*, vol. 28, no. 8, pp. 728-729, 1992.
- [30] P. Naylor, C. Christopoulos, and P. B. Johns, "Coupling between electromagnetic fields and wires using transmission-line modelling," *Physical Science, Measurement and Instrumentation, Management and Education - Reviews, IEE Proceedings A*, vol. 134, no. 8, pp. 679-686, 1987.
- [31] S. Akhtarzad, and P. B. Johns, "Generalised elements for t.l.m. method of numerical analysis," *Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of*, vol. 122, no. 12, pp. 1349-1352, 1975.
- [32] W. J. R. S. Hofer, P.P.M., *The Electromagnetic Wave Simulator*, New York: John Wiley & Sons, 1991.
- [33] P. P. Saguet, E;, "Utilisation d'un Nouveau Type de Noeud dans la Methode TLM en 3 Dimensions," *Electronics Letters*, vol. 18, no. 11, pp. 478-480, 1982.



- [34] J. L. Herring, "Developments in the Transmission-Line Modelling Method for Electromagnetic Compatibility Studies," University of Nottingham, UK, 1993.
- [35] V. Trenkić, "The Developments and Characterization of Advanced Nodes for TLM Method," PhD Thesis, University of Nottingham, UK, 1995.
- [36] W. J. R. Hofer, "The Transmission-Line Matrix Method--Theory and Applications," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 33, no. 10, pp. 882-893, 1985.
- [37] D. A. Al-Mukhtar, and J. E. Sitch, "Transmission-line matrix method with irregularly graded space," *Microwaves, Optics and Antennas, IEE Proceedings H*, vol. 128, no. 6, pp. 299-305, 1981.
- [38] V. Trenkic, C. Christopoulos, and T. M. Benson, "Development of a general symmetrical condensed node for the TLM method," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 44, no. 12, pp. 2129-2135, 1996.
- [39] P. Berini, and W. Ke, "A pair of hybrid symmetrical condensed TLM nodes," *Microwave and Guided Wave Letters, IEEE*, vol. 4, no. 7, pp. 244-246, 1994.
- [40] R. Scaramuzza, and A. J. Lowery, "Hybrid symmetrical condensed node for the TLM method," *Electronics Letters*, vol. 26, no. 23, pp. 1947-1949, 1990.
- [41] V. Trenkic, C. Christopoulos, and T. M. Benson, "Theory of the symmetrical super-condensed node for the TLM method," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 43, no. 6, pp. 1342-1348, 1995.
- [42] F. J. German, G. K. Gothard, and L. S. Riggs, "Modelling of materials with electric and magnetic losses with the symmetrical condensed TLM method," *Electronics Letters*, vol. 26, no. 16, pp. 1307-1308, 1990.
- [43] R. Cacoveanu, P. Saguet, and F. Ndagijimana, "TLM method: a new approach for the central node in polar meshes," *Electronics Letters*, vol. 31, no. 4, pp. 297-298, 1995.
- [44] N. Doncov, "Razvoj i primena 3D TLM prilaza za modelovanje sprege između mikrotalasa i složenih žičanih i dielektričnih struktura," Doktorska disertacija, Elektronski fakultet Univerziteta u Nišu, Niš, Srbija, 2002.
- [45] N. S. Doncov, "Compact TLM models for efficient EMC simulation," in *Telecommunications in Modern Satellite, Cable and Broadcasting Service*, 2003. TELSIXS 2003. 6th International Conference on, 2003, pp. 461-470 vol.2.
- [46] C. Christopoulos, and P. Naylor, "Coupling between electromagnetic fields and multiconductor transmission systems using TLM," *International Journal of*

- Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, vol. 1, no. 1, pp. 31-43, 1988.
- [47] R. J. Meredith, and I. o. E. Engineers, *Engineers' Handbook of Industrial Microwave Heating*: Institution of Electrical Engineers, 1998.
- [48] A. C. Metaxas, and R. J. Meredith, *Industrial Microwave Heating*: P. Peregrinus, 1983.
- [49] N. P. Bansal, and A. R. Boccaccini, *Ceramics and Composites Processing Methods*: Wiley, 2012.
- [50] C. R. Buffler, *Microwave Cooking and Processing: Engineering Fundamentals for the Food Scientist*: Van Nostrand Reinhold, 1993.
- [51] T. G. Mihran, "Microwave Oven Mode Tuning by Slab Dielectric Loads," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 26, no. 6, pp. 381-387, 1978.
- [52] R. E. Collin, *Foundations for microwave engineering*, New York [etc.]: MacGraw-Hill, 1992.
- [53] S. W. Ramo, J.R; Fuzer T.V., *Fields and Waves in Communication Electronics, Third Edition*, New York: John Wiley & Sons, 1994.
- [54] A. J. Wlodarczyk, V. Trenkic, R. A. Scaramuzza *et al.*, "A fully integrated multiconductor model for TLM," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 46, no. 12, pp. 2431-2437, 1998.
- [55] J. J. Joković, B. D. Milovanović, and N. a. S. Dončov, "TLM analysis of a cylindrical metallic cavity excited with a real-feed probe," *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, vol. 16, no. 4, pp. 346-354, 2006.
- [56] R. Garg, *Microstrip Antenna Design Handbook*: Artech House, 2001.
- [57] N. C. Karmakar, "Investigations into a cavity-backed circular-patch antenna," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 50, no. 12, pp. 1706-1715, 2002.
- [58] D. M. Kokotoff, R. B. Waterhouse, and J. T. Aberle, "Analysis and design of probe-fed printed annular rings," in *Antennas and Propagation Society International Symposium*, 1998. IEEE, 1998, pp. 904-907 vol.2.
- [59] D. Guha, and Y. M. M. Antar, "Circular Microstrip Patch Loaded With Balanced Shorting Pins for Improved Bandwidth," *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, vol. 5, no. 1, pp. 217-219, 2006.
- [60] K. L. Wong, *Planar Antennas for Wireless Communications*: Wiley, 2003.

- 
- [61] K. L. Wong, *Compact and Broadband Microstrip Antennas*: Wiley, 2004.
- [62] E. Zentner, *Antene i Radiosustavi*, Zagreb: Millennium, 2001.
- [63] P. Bhartia, K. V. S. Rao, and R. S. Tomar, *Millimeter-wave microstrip and printed circuit antennas*: Artech House, 1991.
- [64] R. Waterhouse, *Microstrip Patch Antennas: A Designer's Guide: A Designer's Guide*: Springer, 2003.
- [65] Y. T. Lo, and W. Richards, "A perturbation approach to the design of circularly polarized microstrip antennas," in *Antennas and Propagation Society International Symposium*, 1981, 1981, pp. 339-342.
- [66] Y. T. Lo, D. Solomon, and W. Richards, "Theory and experiment on microstrip antennas," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 27, no. 2, pp. 137-145, 1979.
- [67] W. Richards, L. Yuen, and D. Harrison, "An improved theory for microstrip antennas and applications," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 29, no. 1, pp. 38-46, 1981.
- [68] K. F. Lee, K. Y. Ho, and J. S. Dahele, "Circular-disk microstrip antenna with an air gap," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 32, no. 8, pp. 880-884, 1984.
- [69] J. S. Dahele, and K. F. Lee, "Theory and experiment on microstrip antennas with airgaps," *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings H*, vol. 132, no. 7, pp. 455-460, 1985.
- [70] F. Abboud, J. P. Damiano, and A. Papiernik, "A new model for calculating the input impedance of coax-fed circular microstrip antennas with and without air gaps," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 38, no. 11, pp. 1882-1885, 1990.
- [71] D. Guha, "Resonant frequency of circular microstrip antennas with and without air gaps," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 49, no. 1, pp. 55-59, 2001.
- [72] I. Wolff, and N. Knoppik, "Rectangular and Circular Microstrip Disk Capacitors and Resonators," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 22, no. 10, pp. 857-864, 1974.

- [73] C. Weng Cho, and K. Jin Au, "Effects of Fringing Fields on the Capacitance of Circular Microstrip Disk," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 28, no. 2, pp. 98-104, 1980.
- [74] D. Guha, and J. Y. Siddiqui, "New CAD model to calculate the resonant frequency of inverted microstrip circular patch antennas," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 35, no. 6, pp. 434-437, 2002.
- [75] D. Guha, and J. Y. Siddiqui, "Effect of a cavity enclosure on the resonant frequency of inverted microstrip circular patch antenna," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 8, pp. 2177-2181, 2004.
- [76] H. A. Wheeler, "A Simple Formula for the Capacitance of a Disc on Dielectric on a Plane," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 30, no. 11, pp. 2050-2054, 1982.
- [77] D. Guha, and J. Y. Siddiqui, "Simple design of a novel broadband antenna: inverted microstrip patch loaded with a capacitive post," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2002. IEEE, 2002*, pp. 534-537 vol.2.
- [78] D. Guha, and Y. M. M. Antar, *Microstrip and Printed Antennas: New Trends, Techniques and Applications*: Wiley, 2011.
- [79] D. Guha, Y. M. M. Antar, J. Y. Siddiqui *et al.*, "Resonant resistance of probe- and microstrip-line-fed circular microstrip patches," *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings*, pp. 481-484, 2005.
- [80] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*: Wiley, 2001.
- [81] D. Guha, M. Biswas, and J. Y. Siddiqui, "Harrington's Formula Extended to Determine Accurate Feed Reactance of Probe-Fed Microstrip Patches," *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, vol. 6, pp. 33-35, 2007.
- [82] J. R. James, and P. S. Hall, *Handbook of Microstrip Antennas*: Institution of Engineering & Technology, 1989.
- [83] J. L. Volakis, and J. M. Jin, "A scheme to lower the resonant frequency of the microstrip patch antenna," *Microwave and Guided Wave Letters, IEEE*, vol. 2, no. 7, pp. 292-293, 1992.
- [84] A. Al-Zoubi, Y. Fan, and A. Kishk, "A Broadband Center-Fed Circular Patch-Ring Antenna With a Monopole Like Radiation Pattern," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 57, no. 3, pp. 789-792, 2009.

- 
- [85] J.-Y. Jan, and K.-L. Wong, "Single-feed dual-frequency circular microstrip antenna with an open-ring slot," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 22, no. 3, pp. 157-160, 1999.

## BIOGRAFIJA AUTORA

Tijana Dimitrijević je rođena 10.01.1977. godine u Nišu. Osnovnu školu "Filip Filipović" i Gimnaziju "Bora Stanković" završila je takođe u Nišu, kao nosilac diplome "Vuk Karadžić". Za postignute rezultate u osnovnom i srednjem školovanju više puta je pohvaljivana.

Školske 1996/97. godine upisala je Elektronski fakultet u Nišu, opredelivši se za Smer za telekomunikacije. U toku studija publikovala je jedan rad, dok je za postignute rezultate tokom studija nagrađena priznanjem Elektronskog fakulteta i diplomom Elektrijade 2001. godine. Diplomirala je 9.05.2003. godine sa prosečnom ocenom 9.28 (devetdvadesetosam) u toku studija i ocenom 10 (deset) na diplomskom ispitu i stekla zvanje diplomiranog inženjera elektrotehnike na Smeru za telekomunikacije. Tema diplomskog rada, realizovanog pod mentorstvom Prof. dr Bratislava Milovanovića, bila je *“Mikrotalasno sušenje materijala i primena u industriji”*.

Nakon diplomiranja, Tijana Dimitrijević je svoje stručno usavršavanje nastavila na posle diplomskim studijama na Smeru za telekomunikacije, u okviru kojih je položila svih šest ispita sa prosečnom ocenom 10 (deset). Magistrsku tezu pod nazivom *“Primena TLM metoda za analizu mikrotalasnih struktura u talasovodnoj i planarnoj tehnici”* odbranila je 03.04.2007. godine pod mentorstvom Prof. dr Bratislava Milovanovića. Školske 2006/2007.god. upisala je doktorske studije na Elektronskom fakultetu u Nišu, naučna oblast Telekomunikacije.

Počev od 01.06.2003. godine angažovana je kao istraživač-stipendista Ministarstva za nauku i zaštitu životne sredine Republike Srbije na Elektronskom fakultetu u Nišu pri Katedri za telekomunikacije pod mentorstvom Prof. dr Bratislava Milovanovića. U zvanje saradnik u nastavi izabrana je 25.04.2008. godine, a potom u zvanje asistent 1.10.2010. godine takođe pri Katedri za Telekomunikacije. U okviru nastavnog procesa, bila je angažovana na izvođenju računskih i laboratorijskih vežbi iz predmeta: *Mikrotalasna tehnika, Mikrotalasna elektronika, Mikrotalasna kola i vodovi, Sistemi za vođenje EM talasa, Telekomunikacioni softver, Električna kola i signali, Mobilni komunikacioni sistemi, Elektrotehnika I.*

Član je Internacionalnog udruženja inženjera elektrotehnike i elektronike (IEEE) od 2009. godine, a od 2003. godine učestvuje u tehničkoj organizaciji međunarodnih konferencija TELSIXS i ICEST, kao član organizacionog odbora i tehnički sekretar.

U istraživačkom radu, uže oblasti njenog interesovanja se odnose na prostiranje elektromagnetnih talasa i proučavanje mikrotalasnih struktura realizovanih u talasovodnoj i planarnoj tehnici primenom 3-D TLM (*Transmission Line-Matrix*) metoda. Kao deo tima Laboratorije za mikrotalasnu tehniku i bežične komunikacije, radila je na razvoju i unapređenju softvera za implementaciju numeričkog TLM metoda za modelovanje i analizu mikrotalasnih struktura. Tokom dosadašnjeg naučnog rada, kao autor ili koautor publikovala je veći broj naučnih radova, od čega su: **2** rada u međunarodnim časopisima sa SCI liste (M23), **4** rada u časopisima nacionalnog značaja ili međunarodnim časopisima koji trenutno nisu na SCI listi (M52), **20** radova publikovanih u zbornicima sa međunarodnih konferencija (M33) i **16** radova publikovanih u zbornicima sa nacionalnih konferencija (M63). Učestvovala je u realizaciji tri projekta Ministarstva nauke Republike Srbije, a trenutno je angažovana na realizaciji dva interdisciplinarna projekta i projektu realizovanog u okviru Programa zajedničkog unapređenja razmene učesnika na DAAD projektima bilateralne saradnje između Nemačke i Republike Srbije. Koautor je i 3 tehnička rešenja. Za doprinos postignut u istraživačkom radu, 2006. godine nagrađena je Teslinom nagradom u oblasti Stvaralaštva mladih.



**Prilog 1.**

---

## **IZJAVA O AUTORSTVU**

Izjavljujem da je doktorska disertacija, pod naslovom

**Razvoj i primena kompaktnog žičanog TLM modela za efikasnije projektovanje i  
analizu mikrotalasnih struktura cilindrične geometrije**

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

U Nišu, 23.10.2014.

Autor disertacije:

mr Tijana Dimitrijević, dipl. inž.

Potpis doktoranda

*Tijana Dimitrijević*

---





**Prilog 2.**

---

**IZJAVA O ISTOVETNOSTI ŠTAMPANE I ELEKTRONSKE VERZIJE  
DOKTORSKE DISERTACIJE**

Ime i prezime autora: **Tijana Dimitrijević**

Studijski program: **Telekomunikacije**

Naslov rada: **Razvoj i primena kompaktnog žičanog TLM modela za efikasnije projektovanje i analizu mikrotalasnih struktura cilindrične geometrije**

Mentor: **prof. dr Nebojša Dončov**

Izjavljujem da je štampana verzija moje doktorske disertacije istovetna elektronskoj verziji, koju sam predala za unošenje u **Digitalni repozitorijum Univerziteta u Nišu**.

Dozvoljavam da se objave moji lični podaci, koji su u vezi sa dobijanjem akademskog zvanja doktora nauka, kao što su ime i prezime, godina i mesto rođenja i datum odbrane rada, i to u katalogu Biblioteke, Digitalnom repozitorijumu Univerziteta u Nišu, kao i u publikacijama Univerziteta u Nišu.

U Nišu, 23.10.2014.

Autor disertacije:

mr Tijana Dimitrijević, dipl. inž.

Potpis doktoranda,

*Tijana Dimitrijević*



### Prilog 3.

---

## IZJAVA O KORIŠĆENJU

Ovlašćujem Univerzitetsku biblioteku „Nikola Tesla“ da, u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Nišu, unese moju doktorsku disertaciju, pod naslovom:

**Razvoj i primena kompaktnog žičanog TLM modela za efikasnije projektovanje i analizu mikrotalasnih struktura cilindrične geometrije**

koja je moje autorsko delo.

Disertaciju sa svim priložima predala sam u elektronskom formatu, pogodnom za trajno arhiviranje.

Moju doktorsku disertaciju, unetu u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Nišu, mogu koristiti svi koji poštuju odredbe sadržane u odabranom tipu licence Kreativne zajednice (Creative Commons), za koju sam se odlučila.

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

U Nišu, 23.10.2014.

Autor disertacije:

mr Tijana Dimitrijević, dipl. inž.

Potpis doktoranda,

*Tijana Dimitrijević*