

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ
ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Војислав У. Милошевић

АСИМЕТРИЧНИ РЕЗОНАТОРИ КАО
ЕЛЕМЕНТИ ЈЕДИНИЧНИХ ТЕЛИЈА
ЈЕДНОДИМЕНЗИОНАЛНИХ
МЕТАМАТЕРИЈАЛА

докторска дисертација

Београд, 2019.

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF PHYSICS

Vojislav U. Milošević

ASYMMETRIC RESONATORS AS UNIT-CELL
ELEMENTS OF ONE-DIMENSIONAL
METAMATERIALS

doctoral dissertation

Belgrade, 2019.

Ментор тезе

Др Бранка Јокановић

Научни саветник

Институт за физику, Универзитет у Београду

Чланови комисије

Др Воја Радовановић

Редовни професор

Физички факултет, Универзитет у Београду

Др Горан Попарић

Ванредни професор

Физички факултет, Универзитет у Београду

Др Брана Јеленковић

Научни саветник

Институт за физику, Универзитет у Београду

Др Бранка Јокановић

Научни саветник

Институт за физику, Универзитет у Београду

Датум одбране: 15. мај 2019.

Захвалница

Ова дисертација је настала као резултат истраживања на пројектима Министарства просвете, науке и технолошког развоја TR-32024 и ИИИ-45016, вршеним у Центру за фотонику Института за физику у Београду, чији је руководилац др Брана Јеленковић. Фабрикација експерименталних модела рађена је у институту ИМТЕЛ у Београду, за шта су најзаслужнији техничари Маја Пешић и Синиша Тасић. Фирма WIPL-D из Београда обезбедила је софтвер за нумеричке симулације.

Посебно сам захвалан свом ментору, др Бранки Јокановић, на великом уложеном труду, подршци, као и на неисцрпном ентузијазму који поседује. Рад на Институту за физику представља привилегију за мене, најпре захваљујући бројним колегама, са којима сам имао прилику да се упознам, дружим и сарађујем. На крају, највећу захвалност дугујем својој породици, без које ништа од овога не би било могуће.

Војислав Милошевић

Асиметрични резонатори као елементи јединичних ћелија једнодимензионалних метаматеријала

Резиме

Предмет изучавања ове дисертације су структуре за вођење електромагнетних таласа на бази метаматеријала, које представљају водове или таласоводе периодично оптерећене подталасним резонаторима. Одговарајућим пројектовањем јединичне ћелије, могуће је модификовати особине вођеног таласа, што је основа за многе примене у микроталасној техници. Посебан нагласак у овом раду је на резонантним елементима који су *асиметрични*, односно такви да не постоји раван рефлексије која структуру оставља неизмењеном. Овакви елементи могу поседовати додатне резонантне модове, и испитивано је више метода за њихово моделовање и карактеризацију.

Проучаване структуре састоје се од микрострип вода спрегнутог са резонаторима типа прстена са процепом (сплит-ринг). За одређивање параметара расејања коришћена је нумеричка анализа, базирана на методи момената и методи коначних елемената, као и мерење прототипова на векторском анализатору мрежа. За фабрикацију коришћен је фотолитографски поступак на метализованим тефлонским супстратима.

Теорија ефективног медијума може се применити за хомогенизацију мета-

материјала, при чему се утицај резонантних елемената замењује еквивалентним медијумом одговарајућих ефективних параметара. За моделовање асиметричног одзива, потребно је користити бианизотропни еквивалентни медијум, код кога су електрична поларизација и магнетизација функције истовремено и електричног и магнетног поља. Приказана је процедура екстракције ефективних бианизотропних параметара на основу познатих (симулираних или измерених) параметара расејања. Испитивана је валидност процедуре инверзним поступком – симулацијом одговарајућег вода чији диелектрик је карактерисан добијеним параметрима.

Испитиване структуре могу се моделовати помоћу еквивалентних електричних шема са концентрисаним параметрима. Њихов значај је у олакшавању пројектовања и оптимизације, као и пружању увида у физичке процесе који диктирају особине. Испитиван је фреквенцијски опсег валидности ових шема у зависности од њихове топологије. Параметри еквивалентних шема могу се у неким случајевима одредити полазећи од физичких параметара структуре. У осталим случајевима, као и за побољшање резултата, могуће је користити нумеричку оптимизацију. Алтернатива оптимизацији је коришћење аналитичких израза који повезују параметре шеме са карактеристичним фреквенцијама, који су изведени за више различитих конфигурација.

Теорија спрегнутих модова представља погодан алат за анализу расејања у системима који садрже више резонатора. Коришћена је за проучавање спектра рефлексије и трансмисије метаматеријала на бази водова. Ефекат коме је посвећена посебна пажња јесте класична аналогија електромагнетно-индуковане транспаренције (ЕИТ), који се може реализовати одговарајућом спрегом између резонатора. Манифестује се уским максимумом трансмисије у иначе апсорпционом делу спектра, што пожељно за одређене примене.

Кључне речи: микроталасна техника, метаматеријали, екстракција параметара, еквивалентне шеме, теорија спрегнутих модова

Научна област: Физика

УДК број: 621.3

Asymmetric resonators as unit-cell elements of one-dimensional metamaterials

Abstract

The topic of this thesis are guided-wave structures based on metamaterials, which represent transmission lines or waveguides periodically loaded with sub-wavelength resonators. By appropriate design of the unit cell, it is possible to modify guided wave properties, which is a basis for many applications in microwave engineering. Particular attention in this work is dedicated to resonant elements which are *asymmetric*, i.e. which do not possess mirror symmetry plane. Such elements may exhibit additional resonant modes, and several methods for their modeling and characterization have been examined.

The structures under study consist of microstrip line coupled with split-ring resonators. For determination of scattering parameters, numerical analysis has been used, based on method of moments or finite element method, as well as measurement of fabricated samples on vector network analyzer. Photo lithography on metalized PTFE substrates was used for fabrication.

Effective medium theory can be applied for metamaterial homogenization, which implies substitution of resonant elements with equivalent medium with corresponding effective parameters. For modeling asymmetric response, it is necessary to use bianisotropic equivalent medium, in which electric polarization and magnetization are functions of both electric and magnetic fields simultaneously. Extraction pro-

cedure for bianisotropic parameters, based on known (simulated or measured) scattering data is shown. Validity of the procedure has been investigated by using the inverse procedure – simulation of corresponding transmission line embedded in effective medium with obtained parameters.

Studied structures can be modeled by using lumped-element equivalent circuits. Their significance is in facilitated design and optimization, as well as provided insight into underlying physics. Frequency band of equivalent circuit validity has been examined in function of topology. In some cases, circuit parameters can be determined from physical properties of the structure. In other cases, they can be obtained using numeric optimization. Alternatively, analytic expressions relating circuit parameters with characteristic frequencies can be used, and they have been derived for several different configurations.

Coupled-mode theory is a suitable tool for analysis of scattering in systems of multiple resonators. It has been used for study of transmission and reflection spectra in transmission line metamaterials. Special focus has been on the effect of classical analogy of electromagnetically-induced transparency (EIT), which can be realized with suitable resonator coupling. It is manifested with sharp transmission peak in absorbing band, which is desirable for certain applications.

Keywords: microwaves, metamaterials, parameter extraction, equivalent circuit, coupled-mode theory

Field of Science: Physics

UDC number: 621.3

Садржај

1	Увод	2
1.1	Основни појмови	2
1.2	Историјски преглед	4
1.3	Особине средине са истовремено негативним параметрима ϵ и μ .	6
1.3.1	Простирање таласа	6
1.3.2	Густина енергије и дисперзија	7
1.3.3	Негативна рефракција	8
1.3.4	Савршено сочиво	9
1.4	Метаматеријали и водови	10
1.4.1	Дуални вод	10
1.4.2	Композитни водови	11
1.4.3	Резонантни приступ	14
2	Екстракција параметара	16
2.1	Увод	16
2.2	Генералисана процедура екстракције	18
2.2.1	Вод испуњен бианизотропним диелектриком	18
2.2.2	Услови за негативни индекс преламања	20
2.2.3	Мрежни параметри секције вода	20
2.2.4	Екстракција параметара	22
2.2.5	Ефективни параметри еквивалентног медијума	23
2.2.6	Николсон-Рос-Вир процедура са усредњавањем	23
2.3	Асиметричне јединичне ћелије	24
2.3.1	Јединичне ћелије са паралелним процепом	25

2.3.2	Јединичне ћелије са процепима далеко од вода	26
2.3.3	Јединичне ћелије са процепима нормалним на вод	30
2.3.4	Ивично спрегнути СРР	34
2.4	Валидација метода екстракције	38
2.4.1	Метод декомпозиције	38
2.4.2	Јединичне ћелије са паралелним процепима	40
2.4.3	Јединичне ћелије са нормалним процепима	41
2.5	Закључак	42
3	Еквивалентне шеме	44
3.1	Увод	44
3.2	Екстракција параметара кола коришћењем модела спрегнутих во- дова	46
3.3	Екстракција параметара кола на основу симулираних резултата .	49
3.3.1	СРР са процепом паралелним воду	50
3.3.2	Микрострип вод спрегнут са два СРР-а са асиметричним процепима	56
3.3.3	Микрострип вод спрегнут са СРР-овима са нормалним процепима	57
3.3.4	Каскадиране структуре	60
3.4	Валидација модела и резултати	61
3.4.1	СРР-ови са паралелним процепом	62
3.4.2	Микрострип вод са два СРР-а са асиметричним процепима	62
3.4.3	СРР-ови са нормалним процепом у односу на вод	66
3.4.4	Каскадирани СРР-ови са процепом паралелним воду	66
3.5	Закључак	70
4	Теорија спрегнутих модова	72
4.1	Увод	72
4.1.1	Мотивација	72
4.1.2	Историјат	73
4.1.3	Хеуристички приступ	74

4.2	Примена	77
4.2.1	Антисиметрични сплит рингови	77
4.2.2	Анализа помоћу ТСМ	78
4.2.3	Анализа помоћу еквивалентне шеме	80
4.3	Резултати и поређење	84
4.3.1	Валидација аналогичности између два модела	84
4.3.2	Побољшани резултати	95
4.4	Закључак	96
5	Класична аналогичност ЕИТ-а	99
5.1	Увод	99
5.2	Интеракција атома са ласерским зрачењем	100
5.3	Спрегнути класични осцилатори	101
5.4	Аналогичност ЕИТ-а побуђена водом	103
5.5	Анализа помоћу теорије спрегнутих модова	104
6	Закључак	109
	Библиографија	111
	Прилози	123

Глава 1

Увод

1.1 Основни појмови

Микроталасна техника се бави пројектовањем кола, компонената и система који раде на учестаностима условно од 300 MHz до 300 GHz (односно таласне дужине од 1 m до 1 mm). Прецизнији опис је да се ради о колима чије димензије су упоредиве са таласном дужином сигнала, што има битне последице на начин рада и пројектовање. На пример, за пренос сигнала морају се користити водови или таласоводи, чије особине битно утичу на остатак кола, за разлику од нижих учестаности, где се сигнал преноси било каквим електричним контактом, чији утицај се може занемарити. Најважније примене микроталасне технике су најпре радарски системи и телекомуникације, који раде на овим учестаностима због широког опсега и повољних услова простирања, и довољно мале таласне дужине да се могу направити усмерене антене. Такође, многе атомске и молекуларне резонансе од интереса налазе у микроталасном опсегу, због чега постоје примене у радио-астрономији, медицини, даљинској детекцији (*remote sensing*) [1, 2].

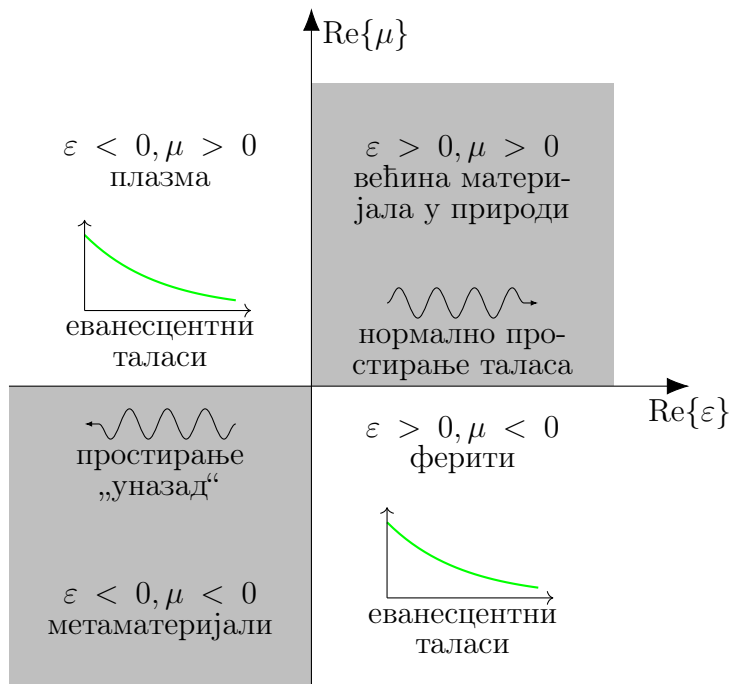
Тешко је дати прецизну и свеобухватну дефиницију метаматеријала, услед постојања велике разноликости у самој области. Једна од могућих дефиниција гласи да су то вештачке композитне структуре, које поседују необичне особине, које је тешко, или немогуће, наћи у природи [3]. Према [4], метаматеријали су објекти чије особине потичу од структуре, а не директно од особина матери-

јала од којих су начињени. Још један начин да се дефинишу је као вештачки макроскопски композити који имају периодичну структуру, пројектовану да да оптимизовану комбинацију више одзива на одређену побуду [5].

Особине метаматеријала од интереса готово искључиво су везане за њихову интеракцију са различитим типовима таласа. Најчешће, у питању су електромагнетни (ЕМ) таласи, у ком случају се говори о ЕМ метаматеријалима, мада постоје и други типови (нпр. акустички). У овој тези ће се говорити искључиво о ЕМ метаматеријалима, што се у даљем тексту неће посебно наглашавати.

Метаматеријали се обично реализују као периодичне структуре са резонантним елементима, при чему периодичност може бити у једној, две или три димензије. Један од кључних параметара је однос периода и таласне дужине, d/λ . Уколико је он већи од $1/2$, што приближно одговара првој Браговој резонанси, структура се налази у режиму фотонског кристала. Ако је однос мањи од $1/2$, ради се о режиму метаматеријала, у коме се структура понаша као ефективно хомогена средина, и може се извршити хомогенизација Максвелових једначина, при чему се структура описује *ефективним параметрима*, односно преко диелектричне пермитивности, ϵ , и магнетне пермеабилности, μ . Одговарајућим пројектовањем јединичне ћелије, могу се добити оптимизоване вредности ових параметара, које могу бити изван опсега доступног код природних материјала. Ипак, с обзиром да је однос d/λ много већи него код природних материјала (типично у распону од $1/10$ до $1/4$), потребна је пажња приликом интерпретације ефективних параметара метаматеријала. Наиме, показује се да се они увек могу дефинисати, али њихов физички смисао може бити другачији од уобичајеног [6].

Зависност особина таласа у материјалу од знака реалног дела ϵ и μ дата је на сл. 1.1. Реални део ових параметара пропорционалан је индукованом пољу у материјалу, и очекивано је да он буде позитиван, зато што се елементарна наелектрисања и магнетни моменти оријентишу у смеру спољашњег поља. Због тога се већина материјала налази у првом квадранту, и у њима се таласи могу простирати на уобичајен начин. Ипак, ако се посматра временски променљива побуда, мора се узети у обзир дисперзија параметара, $\epsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$; и могуће је да



Слика 1.1: Класификација материјала на основу знака реалног дела ε и μ и простирање таласа у њима.

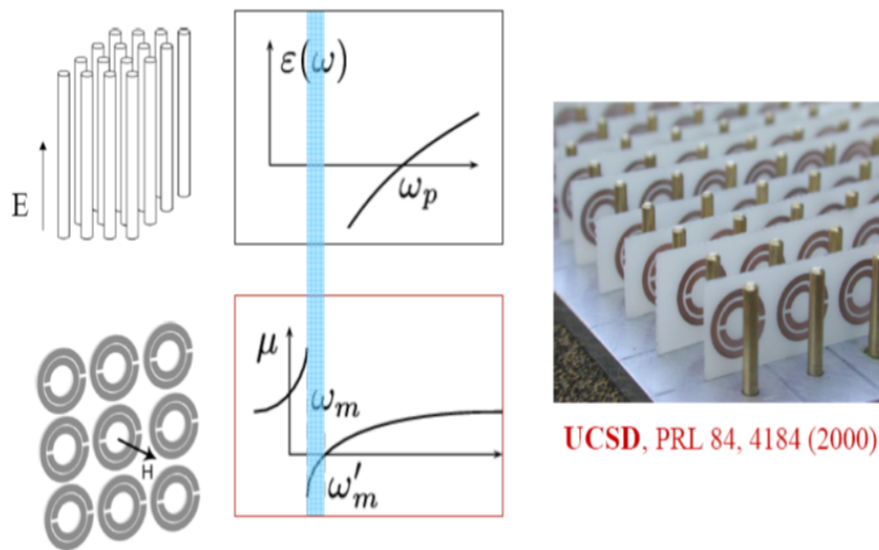
постоје негативне вредности на одређеним фреквенцијама. На пример, плазме испод Друдеове учестаности испољавају $\varepsilon < 0$. Материјали са $\mu < 0$ су ређи, али ово својство испољавају нпр. ферити на микроталасним учестаностима. У оба ова случаја (други и четврти квадрант на сл. 1.1) не постоје услови за простирање таласа, и могуће је постојање само еванесцентних модова.

Међутим, није познато да постоје природни материјали код којих би у истом фреквенцијском опсегу важило $\varepsilon, \mu < 0$ (трећи квадрант на сл. 1.1). Оно што је дало почетни импулс истраживању и отворило област метаматеријала јесте управо могућност да се ово својство реализује, због разлога који ће бити објашњени касније (секција 1.3).

1.2 Историјски преглед

У овој секцији биће дат кратак преглед најважнијих резултата у области метаматеријала, као и релевантних ранијих концепата, без тежње за исцрпношћу.

Combining SRRs ($\mu < 0$) & wires ($\epsilon < 0$)



Слика 1.2: Експериментална реализација метаматеријала са негативним индексом [7].

На првом месту треба споменути електродинамику континуалних средина. Усредњавање микроскопских вредности поља на макроскопске, чиме се занемарује атомска структура материје, први пут је извршио Лоренц (*H.A. Lorentz*) [8]. Максвел Гарнет (*Maxwell Garnett*) дао је израз за пермитивност композита, насталог уметањем инклузија у позадинску матрицу, при чему се користе два материјала различитих диелектричних константи [9].

Проучавање таласа у периодичним структурама има дуг историјат, где је можда најзначајнији допринос Брилуена (*Brillouin*) [10]. У микроталасној техници, током педесетих година развијена је теорија „вештачких диелектрика“ (*artificial dielectric*), где су периодичне структуре коришћене за синтезу жељене пермитивности, укључујући и негативне вредности [11].

Инверзни таласи, односно таласи код којих се фазна брзина и енергија (односно групна брзина) простиру у супротним смеровима, су концепт који је уско повезан са метаматеријалима. Са физичког аспекта проучавали су их Шустер (*Schuster*) и Манделштам (*Мандельштам*) [3]. После Другог светског рата на-

шли су примене у микроталасним компонентама, као што су осцилатори са инверзним таласом (*backward-wave oscillator*) [12].

Веселаго (*Veselago*) је први разматрао особине хипотетичке средине са истовремено негативним ε и μ [13]. Показао је да би она имала низ занимљивих особина, од којих се посебно истиче негативна рефракција, што ће бити детаљније размотрено у секцији 1.3. Прошло је више од тридесет година од ове теоријске спекулације до реализације негативног индекса помоћу метаматеријала. Кључне елементе дао је Пендри (*Pendry*), који је предложио коришћење жичаних елемената за синтезу негативног ε , као и резонатора у облику прстена са процепом, тзв. сплит ринг резонатор, СРР (*split-ring, SRR*) за синтезу негативног μ (сл. 1.2) [14]. Комбинацијом ова два приступа, фабриковани су метаматеријали који испољавају негативни индекс преламања у микроталасном опсегу [7]. Каснија истраживања су вршена са циљем постризања негативног индекса на вишим учестаностима, у оптичком делу спектра, али извештај о тренутном стању у области налази се ван оквира ове тезе.

1.3 Особине средине са истовремено негативним параметрима ε и μ

1.3.1 Простирање таласа

У изотропној средини, из Максвелових једначина може се извести скаларни облик таласне једначине:

$$\left(\nabla^2 - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \psi = 0. \quad (1.1)$$

где је $n^2 = \varepsilon\mu$, а c је брзина светлости. Истовремена промена знака ε и μ неће ништа променити у (1.1), па се може поставити питање какав би био утицај ове промене. Веселаго предвиђа три могућа одговора:

- истовремена промена знака ε и μ никако не утиче на особине средине;
- постоје физички закони који забрањују истовремено негативне вредности ε и μ ;

- материјали са негативним ε и μ имају другачије особине од оних са позитивним.

Показује се да је последњи од ових одговора тачан [13]. Да би се уверили у то, потребно је размотрити полазне Максвелове једначине:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\varepsilon\vec{E}. \quad (1.3)$$

За равански талас, ове једначине се своде на:

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega\mu\vec{H} \quad (1.4)$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega\varepsilon\vec{E}, \quad (1.5)$$

где је \vec{k} таласни вектор. Из ових израза види се да \vec{E} , \vec{H} и \vec{k} чине скуп ортогоналних вектора који су повезани правилном десне руке. Промена знака ε и μ мења оријентацију, па у том случају ови вектори чине триплет повезан правилном леве руке. Због тога се овакви материјали називају „леворуки“ (*left-handed, LH*). Испоставља се да ово својство има суштинске последице на простирање таласа. Наиме, ако размотримо Поинтингов вектор, који представља простирање енергије:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}, \quad (1.6)$$

се не мења као последица промене знака ε и μ , због чега су \vec{S} и \vec{k} антипаралелни. Другим речима, енергија и таласни фронт се простиру у супротним смеровима у таквој средини (*backward-wave*).

1.3.2 Густина енергије и дисперзија

Ако се негативне вредности ε и μ унесу у израз за средњу густину енергије:

$$U = \frac{1}{4} \left\{ \varepsilon |\vec{E}|^2 + \mu |\vec{H}|^2 \right\}, \quad (1.7)$$

добива се нефизички резултат $U < 0$. Међутим, горњи израз је тачан само за недисперзивну средину, и приближно тачан уколико је дисперзија слаба [15].

Познато је да све физичке средине, осим вакуума, испољавају одређену дисперзију. Тачан израз за квазимонохроматски таласни пакет који се простире у дисперзивној средини дат је са [8]:

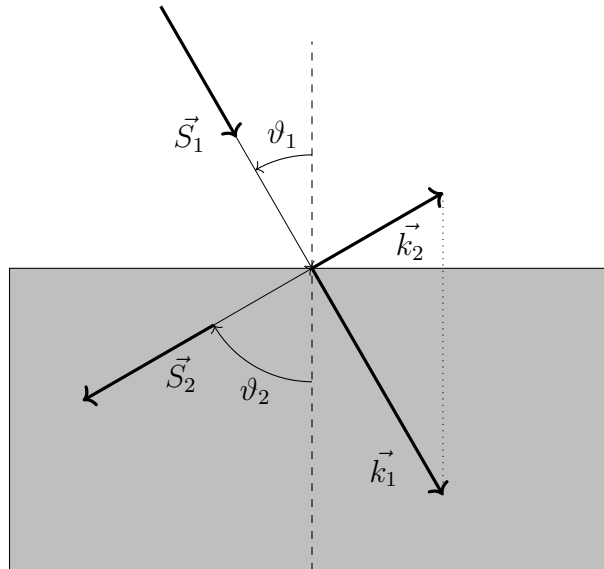
$$U = \frac{1}{4} \left\{ \frac{\partial(\omega\varepsilon)}{\partial\omega} |\vec{E}|^2 + \frac{\partial(\omega\mu)}{\partial\omega} |\vec{H}|^2 \right\}, \quad (1.8)$$

при чему се изводи рачунају на централној учестаности. Узимајући у обзир (1.8), услов за позитивну густину енергије гласи:

$$\frac{\partial(\omega\varepsilon)}{\partial\omega} > 0, \quad \frac{\partial(\omega\mu)}{\partial\omega} > 0, \quad (1.9)$$

што не искључује могућност истовремено негативних ε и μ . С друге стране, (1.9) имплицира да средина, за коју би то важило, мора бити јако дисперзивна. Ово је у сагласности са извештајима који се могу наћи у литератури, где је заједничка особина свих реализованих „леворуких“ средина њихова ускопојасност.

1.3.3 Негативна рефракција



Слика 1.3: Преламање таласа на граници између обичне (1) и „леворуке“ средине (2).

Замислимо талас, инцидентан на граничну површину која раздваја „леворуку“ и обичну средину ($\varepsilon, \mu > 0$), као што је приказано на сл. 1.3. Гранични

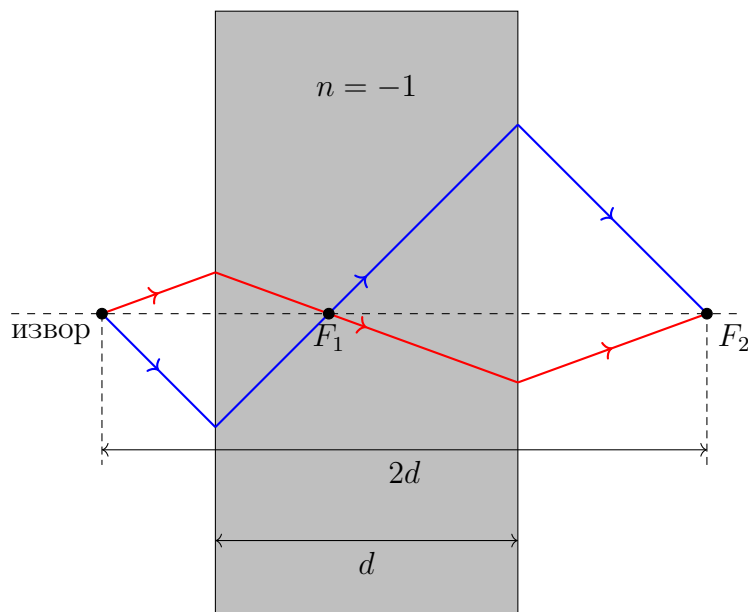
услови захтевају континуитет тангенцијане компоненте таласног вектора, из чега следи да упадни угао и угао преламања имају супротне знаке. Ако узмемо у обзир Снелов закон:

$$\frac{\sin \vartheta_1}{\sin \vartheta_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.10)$$

следи да је индекс преламања у „леворукој“ средини негативан, $n_2 < 0$. Због тога се често користи термин средине са негативним индексом (*negative refractive index media*).

Негативни индекс доводи до инверзије многих физичких закона, па се тако конвексна сочива понашају као конкавна и обрнуто. Такође долази до инверзије Доплеровог ефекта, зрачења Черенкова „уназад“, негативног Гус-Хенхеновог помераја [15].

1.3.4 Савршено сочиво



Слика 1.4: Фокусирање помоћу равног сочива са индексом преламања $n = -1$.

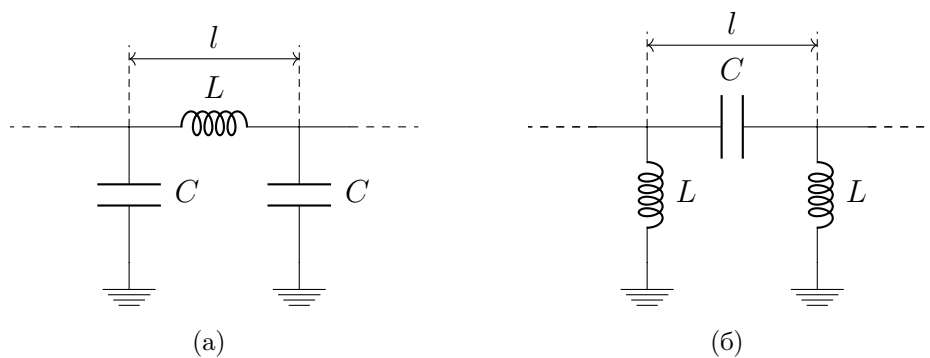
Једна од најзанимљивијих особина средине са негативним индексом се састоји у следећем. Претпоставимо плочу, дебљине d , са индексом преламања $n = -1$, која се налази у вакууму (сл. 1.4). На граничним површинама, упадни зраци се преламају под истим углом под којим долазе, симетрично у односу на нормалу,

$\vartheta_1 = \vartheta_2$. Уколико се тачкасти извор налази на растојању a од ивице, при чему је $a < d/2$, показује се да се оваква плоча понаша као сочиво, са две тачке фокуса – једна у унутрашњости плоче, а друга на растојању $2d$ од извора [13].

Како би се детаљније испитала способност плоче материјала са негативним индексом да се понаша као сочиво, није довољна апроксимација геометријске оптике, већ је потребно размотрити понашање електромагнетних таласа. Најзанимљивији случај је материјал са $\varepsilon/\varepsilon_0 \rightarrow 1$ и $\mu/\mu_0 \rightarrow 1$. Пендри је показао, у свом познатом раду, да је овакво сочиво у стању да реконструише комплетно поље из равни извора на растојању $2d$ [16]. На овај начин се формира слика која превазилази дифракциони лимит, због чега је овакво сочиво добило епитет „савршено“. Појава се може тумачити помоћу експанзије поља у просторне хармонике. Показује се да је материјал са негативним индексом у стању да пренесе не само пропагационе модове, као обично сочиво, већ и еванесцентне [15]. У пракси се морају размотрити губици, који онемогућавају постизање идеалних резултата, али у литератури се могу наћи извештаји о оствареној резолуцији испод дифракционог лимита [17].

1.4 Метаматеријали и водови

1.4.1 Дуални вод



Слика 1.5: Елементарна ћелија, дужине l , обичног вода (а) и дуалног (б).

Паралелно са развојем тродимензионалних метаматеријала, појавио се алтернативни концепт за реализацију негативног индекса преламања, односно

инверзних таласа, на бази теорије водова [18, 19, 20]. Наиме, постоји аналогја између Максвелових једначина и једначина телеграфичара за водове, где напон одговара електричном пољу, а струја магнетном. Елементарна секција вода испуњеног „нормалним“ диелектриком (са $n > 0$) приказана је на сл. 1.5а. Размотримо дуалну структуру, на којој су замењена места реактивних елемената (сл. 1.5б). Применом теорије периодичних структура [2], можемо одредити фазну константу простирања, β , и Блохову импедансу, Z_B :

$$\cos \beta l = 1 - \frac{\omega_c^2}{2\omega^2}, \quad (1.11)$$

$$Z_b = \sqrt{\frac{L}{C} \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)}, \quad (1.12)$$

где је $\omega_c = 2/\sqrt{LC}$. Ако је ћелија много мања од таласне дужине, важи $\omega \ll \omega_c$.

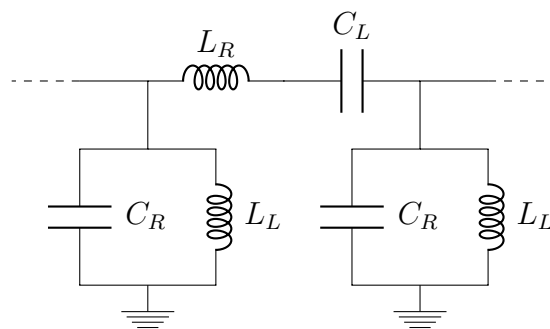
У том случају се горњи изрази могу апроксимирати као:

$$\beta l = -\frac{\omega_c}{\omega}, \quad (1.13)$$

$$Z_B = \sqrt{\frac{L}{C}} \equiv Z_C, \quad (1.14)$$

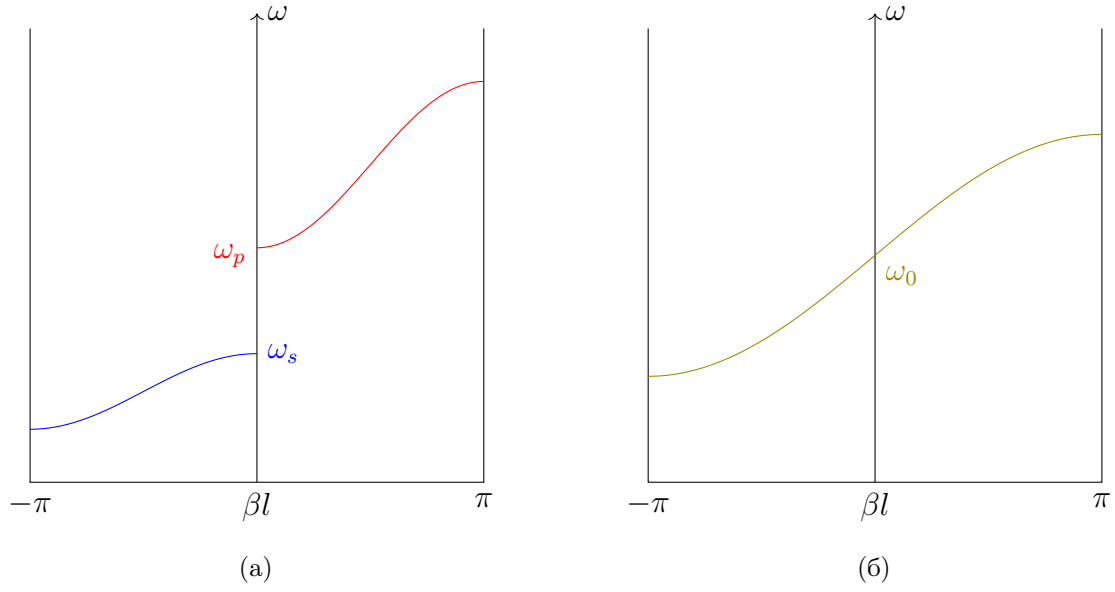
где је Z_C карактеристична импеданса вода испуњеног обичним диелектриком. У овој апроксимацији се може показати да су параметри ефективног диелектрика, који би испуњавао овакав вод, негативни [15].

1.4.2 Композитни водови



Слика 1.6: Композитни вод.

Директна реализација дуалног вода са сл. 1.5б у пракси била би могућа само на веома ниским учестаностима, када је могуће занемарити ефекте простирања. У микроталасном опсегу, неопходно је постојање обичног вода као носиоца



Слика 1.7: Дисперзија фазне константе простирања на композитном воду.

простирања таласа, који се затим оптерећује реактивним елементима – редним капацитивностима и паралелним индуктивностима. Допринос овог основног вода није могуће занемарити, одговарајућа еквивалентна шема јединичне ћелије представља комбинацију сл. 1.5а и 1.5б, и приказана је на сл. 1.6. У литератури су овакве структуре познате под називом *композитни водови* (*composite right-/left-handed transmission line, CRLH TL*). Параметри дуалне структуре су C_L и L_L , док C_R и L_R одговарају воду носиоцу. Применом теорије периодичних структура, добијају се следећи изрази за дисперзиону релацију:

$$\cos \beta l = 1 - \frac{\omega^2}{2\omega_R^2} \left(1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}\right) \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right), \quad (1.15)$$

$$Z_B = \sqrt{\frac{L_R}{C_R} \frac{1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} - \frac{L_R^2 \omega^2}{4} \left(1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}\right)^2}, \quad (1.16)$$

где су

$$\omega_R = \frac{1}{\sqrt{L_R C_R}}, \quad (1.17)$$

$$\omega_L = \frac{1}{\sqrt{L_L C_L}}, \quad (1.18)$$

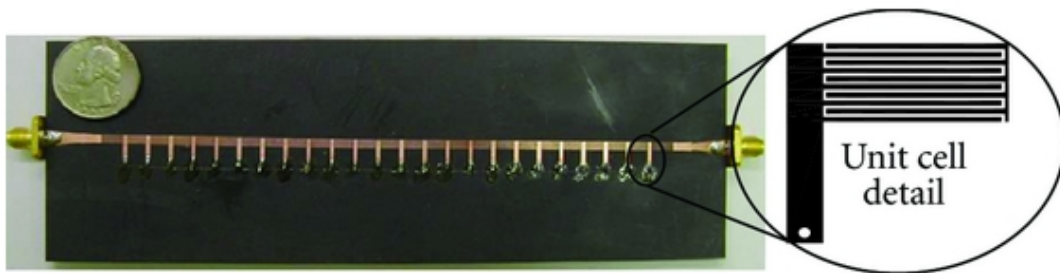
резонансе обичног и дуалног вода, респективно, и

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{L_R C_L}}, \quad (1.19)$$

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_L C_R}}, \quad (1.20)$$

представљају резонантне фреквенције у редној и паралелној грани композитног вода.

Тражењем реалних решења (1.15) испоставља се да постоје две фреквентне зоне простирања, раздвојене процепом, као што је приказано на сл. 1.7а. Границе процепа су одређене учестаностима ω_s и ω_p , између којих не постоје реална решења за β . Уколико размотримо специјалан случај $\omega_s = \omega_p$, процеп неће постојати, и дисперзија добија изглед као на сл. 1.7б. Овај случај у литератури је познат као *балансни композитни вод*, и занимљив је за многе примене, зато што омогућава манипулацију са фазним померајем на воду, задржавајући стабилну карактеристичну импедансу.



Слика 1.8: Пример композитног вода [21].

Приликом реализације композитних структура, најпре је потребно одабрати основни вод – носилац. Иако је у принципу могуће користити било коју врсту вода, због лакоће фабрикации и интеграције најчешће се бирају планарни водови, као што су микрострип или копланарни таласовод. Затим се врши избор реактивних компоненти за реализацију дуалне структуре, за шта се могу користити готове компоненте са концентрисаним параметрима или дистрибуиране компоненте у техници водова. У првом случају су димензије реактивних елемената мање, па је самим могуће остварити већи опсег у коме се структура понаша као ефективно хомогена. С друге стране, вредности доступних

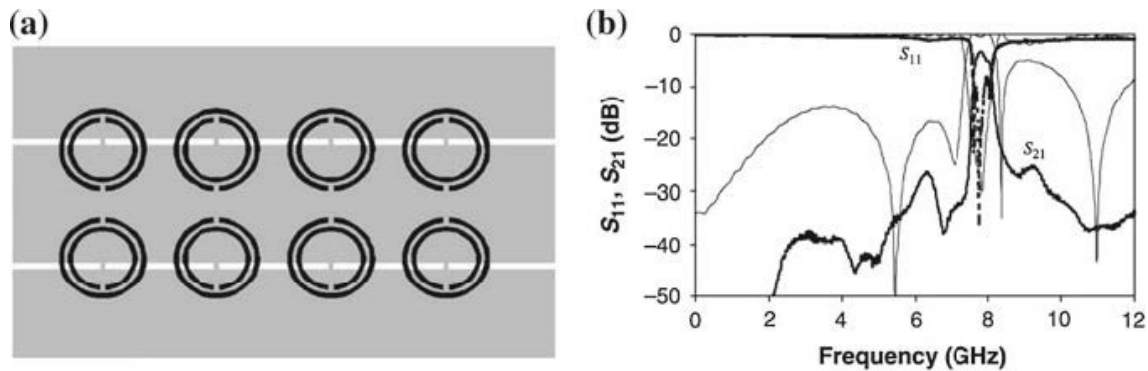
реактанси су ограничене на оне које нуди произвођач, и интеграција са водом (најчешће лемљењем) компликује фабрикацију и уноси потенцијалне грешке. Дистрибуиране компоненте се лакше фабрикују, раде на вишим учестаностима, али потребно је водити рачуна о њиховој величини како би се добила ефективно хомогена структура.

Пример реализације композитног вода, са капацитивностима реализованим преко интердигиталних кондензатора, а индуктивностима помоћу уземљених огранака вода, дат је на сл. 1.8. Овакве структуре су коришћене за бројне практичне апликације, које представљају унапређење у односу на раније познато стање, између осталих минијатуризоване делитеље/сабираче снаге [22]; подешавање импедансе у опсегу који је недоступан помоћу класичних водова [23]; антене са „цурећим“ таласом (leaky-wave), које се могу скенирати „уназад“ [24]. Такође, концепт дуалног вода може се проширити у две димензије, за синтезу планарних метаматеријала [17, 25].

1.4.3 Резонантни приступ

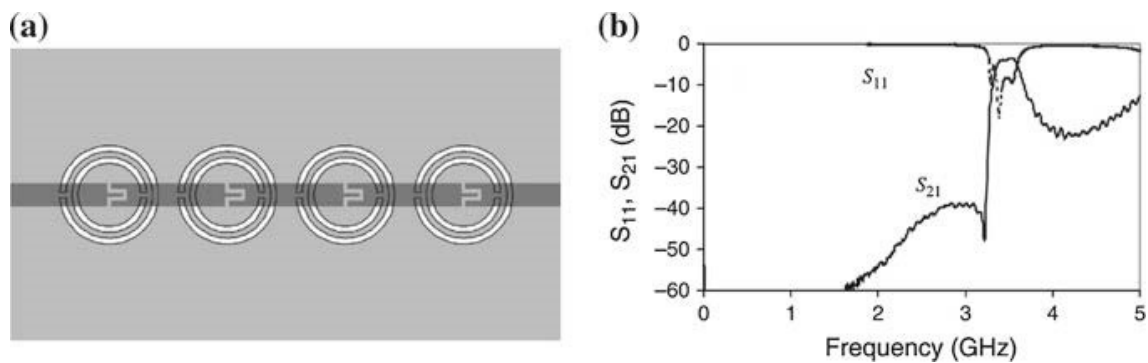
Поступак синтезе дуалних водова, описан у претходној секцији, у литератури је познат под називом *нерезонантни*, зато што се за постизање негативних вредности параметара користе реактивни елементи, који немају резонансе у опсегу од интереса. Могућ је и други приступ, *резонантни*, где се водови и таласоводи периодично спрежу са подталасним резонаторима, као што су сплит ринг и сродне топологије. У том случају, еквивалентна шема ћелије биће нешто сложенија него на сл. 1.6, али са веома сличним карактеристикама – такође испољава композитну природу, и поседује опсеге са негативним и нормалним параметрима [15].

Први пример „леворуког“ резонантног вода предложен је у [26] и приказан на сл. 1.9, са карактеристиком на којој се види пропусни опсег. Као носилац искоришћен је копланарни таласовод. Негативна пермеабилност реализована је помоћу сплит ринг резонатора, који се налазе са друге стране супстрата, чиме се постиже јача спрега него у случају да је цела структура унипланарна. За остваривање негативне пермитивности користе се танке траке које спајају



Слика 1.9: Резонантни „леворуки“ вод на бази копланарног таласовода [26].

врући проводник са масом.



Слика 1.10: Резонантни „леворуки“ вод на бази микрострип вода [27].

Још један пример „леворуког“ вода, у микрострип технологији, приказан је на сл. 1.10. Овде се за реализацију негативне пермитивности користи структура дуална сплит ринг резонатору, тзв. комплементарни СРР, који су ецовани у проводној равни с доње стране супстрата. Негативна пермеабилност остварена је помоћу капацитивних процепа на воду.

Водови, добијени на основу резонантног приступа, коришћени су за многе практичне примене, између осталог за развој филтара, сензора и RFID тагова [28, 29, 30]. Треба приметити да често ове примене нису директно повезане са концептом метаматеријала и ефективног хомогеног медијума. Уместо тога, фокус је на контроли дисперзије и карактеристичне импедансе, као и на малој електричној дужини. У том контексту, за означавање оваквих структура користе се термини као што су „водови на бази метаматеријала“ (*metamaterial-based lines*) или „водови инспирисани метаматеријалима“ (*metamaterial-inspired lines*).

Глава 2

Екстракција ефективних електромагнетних параметара

2.1 Увод

Као што је већ речено у уводном поглављу, основна претпоставка која се везује за метаматеријале јесте да се понашају као хомогена средина на опсегу учестаности од интереса. У складу с тиме могу се описати помоћу ефективних параметара, као што су пермитивност, ϵ , и пермеабилност, μ . Јасно је да је одређивање вредности ових параметара од прворазредног значаја за карактеризацију метаматеријала, као и за њихову примену. Постоји више начина како се ово може урадити; у једноставнијим случајевима, могуће је аналитичко решење [14], или постоји могућност нумеричког усредњавања поља. Ипак, најчешће се користи поступак *екстракције* ових параметара, базиран на инверзији параметара расејања, добијених мерењем или симулацијом.

Постоји више верзија самог поступка екстракције, али у принципу све оне представљају варијације тзв. процедуре Николсона-Роса-Вира (НРВ), која је развијена за карактеризацију природних материјала [31, 32], а затим прилагођена за метаматеријале [33, 34]. Укратко се може описати на следећи начин. Узорак (мета)материјала, који се испитује, се замени изотропним хомогеним медијумом одговарајућих димензија. Затим се одреде параметри расејања хомогеног медијума, у функцији од његових параметара ϵ и μ . На крају се тражи

решење које се поклапа са измереним или симулираним параметрима расејања. У случају водова на бази метаматеријала, могуће је применити у суштини исти приступ, само је потребно извршити нормализацију на карактеристичну импедансу вода [35].

Један од проблема са стандардном НРВ процедуром екстракције настаје уколико узорак метаматеријала испољава асиметричну рефлексију. Очигледно, изотропни медијум као модел не може да репродукује такво својство, пошто је он увек симетричан. Још један проблем са изотропним медијумом (потенцијално повезан са претходним) јесте што он имплицира међусобну независност електричне и магнетне поларизације (тј. да \vec{D} зависи само од \vec{E} -поља, а \vec{B} од \vec{H}), али из литературе је познато да неки често коришћени резонатори у метаматеријалима, као што је сплит-ринг, имају истовремени електрични и магнетни одзив, другим речима одговарајући диполи су спрегнути [36]. Није увек могуће занемарити ову спрегу, што зависи од оријентације сплит-ринг резонатора и начина њихове побуде.

Оба поменута ефекта, асиметрична рефлексија и спрега магнетне и електричне индукције могу се моделовати помоћу бианизотропног медијума, што је већ предложено у литератури за случај 2Д и 3Д метаматеријала [37, 38, 39]. У радовима [40, 41] је показано како се бианизотропни еквивалентни медијум може применити на водове на бази метаматеријала. У наставку ће бити дат преглед најважнијих резултата. У секцији 2.2 разматрају се особине водова испуњених бианизотропним медијумом, изведени су електрични параметри секције таквог вода, на основу којих се, у инверзном поступку екстракције, могу добити ефективни параметри медијума. У секцији 2.3 је процедура екстракције примењена на јединичне ћелије које се састоје од микрострип вода спрегнутог са сплит-ринг резонаторима са асиметрично постављеним процепима. У секцији 2.4 предсављена је провера валидности поступка, на основу симулације вода са хомогеним диелектриком, који поседује добијене ефективне параметре.

2.2 Генералисана процедура екстракције

2.2.1 Вод испуњен бианизотропним диелектриком

Размотримо вод (тј. структуру која подржава вођени ТЕМ талас), чија оса је постављена дуж z координате. Претпоставимо да се вод налази у хомогеном бианизотропном медијуму, описаном следећим конститутивним релацијама (ε_0 , μ_0 и c су пермитивност, пермеабилност и брзина светлости у вакууму):

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} + \bar{\xi} \vec{H} \\ \vec{B} &= \bar{\zeta} \vec{E} + \mu_0 \mu \vec{H};\end{aligned}\tag{2.1}$$

где је

$$\bar{\xi} = \bar{\zeta} = \frac{1}{c} \begin{bmatrix} 0 & -ju & 0 \\ ju & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}.\tag{2.2}$$

Услов реципрочности је задовољен јер важи $\bar{\xi} = -\bar{\zeta}^T$ [42]. Примећујемо да се тензори разликују у односу на претходно објављене [36, 37, 38, 39] који поседују само један вандијагонални елемент. Разлог за ову разлику лежи у чињеници да вод има нехомогену структуру поља у трансверзалној равни, за разлику од раванског таласа. Форма (2.2) осигурава да магнетно-електрична спрега не зависи од поларизације трансверзалног поља, што доводи до много једноставнијег решења него у случају да то није испуњено, што ће постати јасно касније.

$$\begin{aligned}\vec{i}_z \times (-\gamma \vec{H}) &= j\omega \vec{D}, \\ \vec{i}_z \times (-\gamma \vec{E}) &= -j\omega \vec{B};\end{aligned}\tag{2.3}$$

где је \vec{i}_z орт у правцу z -осе. Конститутивне релације могу бити преписане као:

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} + \vec{i}_z \times \left(j \frac{u}{c} \vec{H} \right), \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu \vec{H} + \vec{i}_z \times \left(j \frac{u}{c} \vec{E} \right).\end{aligned}\tag{2.4}$$

Комбиновањем (2.3) и (2.4) добија се:

$$\left(\gamma - \frac{\omega}{c} u \right) \left(\vec{i}_z \times \vec{H} \right) = -j\omega \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E};\tag{2.5}$$

$$\left(\gamma + \frac{\omega}{c} u \right) \left(\vec{i}_z \times \vec{E} \right) = j\omega \mu_0 \mu \vec{H}.\tag{2.6}$$

Комбиновање (2.5) и (2.6) даје таласну једначину:

$$\left(\gamma^2 + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon\mu - u^2) \right) \vec{E} = 0, \quad (2.7)$$

која даје следећу дисперзиону релацију:

$$\gamma = \pm j \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon\mu - u^2}, \quad (2.8)$$

или, пошто је $\gamma = j \frac{\omega}{c} n$,

$$n = \pm \sqrt{\varepsilon\mu - u^2}. \quad (2.9)$$

Различити знаци у (2.8) и (2.9) означавају два могућа правца простирања дуж z -осе. Тачно решење за одређени смер треба изабрати у складу са критеријумом пасивности.

Карактеристична импеданса медијума (тј. однос између јачина електричног и магнетног поља) може се добити заменом (2.8) у (2.5), што даје (нормализовано на $z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$):

$$z_{1,2} = \frac{n \pm ju}{\varepsilon}, \quad (2.10)$$

где $z_{1,2}$ одговара пропагацији дуж позитивног и негативног смера z -осе, респективно. Из (2.10) је јасно да импеданса има различите вредности за пропагацију у различитим смеровима, што даје различиту рефлексију.

Из (2.5) и (2.6) закључујемо да су вектори електричног и магнетног поља пропорционални и међусобно нормални у свакој тачки трансверзалне равни. Такође, вектори поларизације \vec{D} и \vec{B} су пропорционални \vec{E} и \vec{H} , респективно. Дакле, Максвелове једначине које одређују расподелу поља у трансверзалној равни се неће променити, осим фактора пропорционалности, у односу на вод у ваздуху. Последишно, карактеристична импеданса вода (тј. однос струје и напона) ће се променити пропорционално:

$$Z_{c1,2} = z_{1,2} Z_{\text{вазд}}, \quad (2.11)$$

где је $Z_{\text{вазд}}$ карактеристична импеданса вода у ваздуху. Алтернативно, карактеристичне импедансе могу да се запишу као

$$Z_{c1,2} = Z_c \pm \eta, \quad Z_c = \frac{Z_{c1} + Z_{c2}}{2} \quad (2.12)$$

где $Z_c = \frac{n}{\varepsilon} Z_{\text{вазд}}$ представља средњу вредност, а $\eta = \frac{ju}{\varepsilon} Z_{\text{вазд}}$, на основу једначине (2.10), представља одступање од средње вредности.

2.2.2 Услови за негативни индекс преламања

Показано је да ће материјал без губитака имати негативни индекс преламања у случају када су ε и μ истовремено негативни [13]. Међутим, овај услов није егзактан када се узму у обзир губици, који се у реалним материјалима не могу избећи. У присуству губитака, неопходни услов је дат следећим изразом: [43, 44]:

$$\varepsilon' \mu'' + \mu' \varepsilon'' < 0. \quad (2.13)$$

Овај услов изведен је користећи стандардну дисперзиону релацију, $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$. За бианизотропне медијуме, међутим, правилна дисперзиона релација дата је са (2.9), и услов за негативни индекс преламања мора бити изведен полазећи од ње.

Да би се добио негативни индекс преламања, потребно је имати решење (2.9) са $n'' > 0$ и $n' < 0$ (да би се осигурао позитивни ток снаге и негативна фазна брзина, респективно) [43]. Другим речима, n се мора налазити у другом квадранту комплексне равни. Ово имплицира да се n^2 нужно налази у доњој полуравни, тј. $\text{Im}\{n^2\} < 0$. Заменом (2.9) добијамо

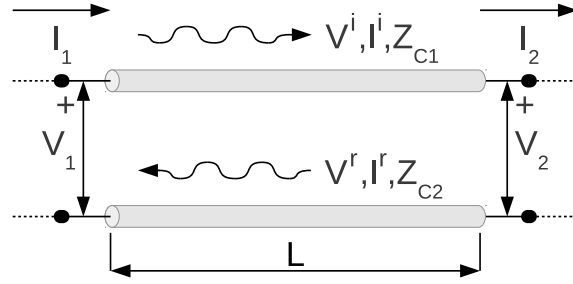
$$\varepsilon' \mu'' + \mu' \varepsilon'' < 2u'u''. \quad (2.14)$$

Важна последица (2.14) је да показује да је могуће имати истовремено и ε' и μ' негативно, а ипак не добити негативни индекс рефракције уколико је $u'u''$ негативно.

2.2.3 Мрежни параметри секције вода

Претпоставимо да имамо секцију вода дужине l , испуњене бианизотропним медијумом параметара ε , μ и u . Можемо посматрати ову секцију као двопортну мрежу, која се може описати параметрима расејања (S -параметрима), или било којом другом врстом мрежних параметара (импедансни, адмитансни, итд.). Користићемо опис помоћу $ABCD$ параметара, који се показао најпогоднијим за ову дискусију. Матрица $ABCD$ параметара дефинисана је на следећи начин [45]:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix}, \quad (2.15)$$

Слика 2.1: Секција асиметричног вода дужине L

са референтним смеровима за струје и напоне означеним на сл. 2.1.

Циљ нам је да добијемо $ABCD$ параметре у функцији од параметара вода изведених у претходној секцији, наиме константе пропације γ (исте за оба правца простираања), дефинисане у (2.8), и карактеристичних импеданси Z_{c1} и Z_{c2} (за инцидентни и рефлектовани талас, респективно), дефинисане у (2.12). У сврху тога, представимо стање на воду у било којој тачки помоћу напона инцидентног и рефлектованог таласа, V^i и V^r , респективно. Релација између ових напона на портovima 1 и 2, у матричном облику, биће:

$$\begin{bmatrix} V_1^i \\ V_1^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{\gamma l} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2^i \\ V_2^r \end{bmatrix}. \quad (2.16)$$

Укупни напон и струја у било којој тачки вода могу се представити као:

$$\begin{bmatrix} V \\ I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \frac{1}{Z_{c1}} & -\frac{1}{Z_{c2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V^i \\ V^r \end{bmatrix} = Q \begin{bmatrix} V^i \\ V^r \end{bmatrix}. \quad (2.17)$$

Инверзна релација је:

$$\begin{bmatrix} V^i \\ V^r \end{bmatrix} = Q^{-1} \begin{bmatrix} V \\ I \end{bmatrix}. \quad (2.18)$$

Заменом (2.18) у (2.16) и множењем са Q са леве стране добијамо $ABCD$ матрицу:

$$ABCD = Q \begin{bmatrix} e^{\gamma l} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma l} \end{bmatrix} Q^{-1}, \quad (2.19)$$

која се, после замене вредности Q и мало сређивања, своди на:

$$\begin{bmatrix} \cosh \gamma l + \frac{\eta}{Z_c} \sinh \gamma l & \left(Z_c - \frac{\eta^2}{Z_c} \right) \sinh \gamma l \\ \frac{\sinh \gamma l}{Z_c} & \cosh \gamma l - \frac{\eta}{Z_c} \sinh \gamma l \end{bmatrix}. \quad (2.20)$$

Може се видети из (2.20) да када је $\eta = 0$, односно у симетричном случају, $ABCD$ се своде на случај вода са обичним диелектриком.

2.2.4 Екстракција параметара

Параметри расејања (S -параметри) се најчешће добијају као резултат мерења или ЕМ симулације, и могу се једнозначно трансформисати у $ABCD$ матрицу [45]. Када је добијемо, лако се види из (2.20) да се ефективни параметри могу добити на следећи начин:

$$\gamma = \pm \cosh^{-1} \frac{A + D}{2}, \quad (2.21)$$

$$Z_c = \frac{\sinh \gamma l}{C} = \pm \frac{1}{C} \sqrt{1 - \left(\frac{A + D}{2}\right)^2}, \quad (2.22)$$

$$\eta = \frac{A - D}{2C}. \quad (2.23)$$

Неколико додатних коментара је потребно у вези датих релација. Најпре, знак у (2.21) треба изабрати у складу са критеријумом пасивности,

$$\operatorname{Re} \{ \gamma \} > 0. \quad (2.24)$$

Ипак, остаје проблем гранања функције $\cosh^{-1} z$, који доводи до неодређености у имагинарном делу γ (односно, у реалном делу n). Ово је последица чињенице да је немогуће разликовати промену фазе од ϕ до $\phi + 2k\pi$, $k \in \mathbb{Z}$. Један приступ за решавање овог проблема је коришћење Крамерс-Кронигових релација да се процени тачна грана [46].

У већини претходних извештаја [31, 32, 33, 34, 35], знак карактеристичне импедансе у (2.22) или (2.31) се бира на основу критеријума $\operatorname{Re} \{ Z_c \} > 0$ или сличног, који може бити веома осетљив на мале нумеричке грешке [47]. Ипак, јасно се види из (2.22) да је знак карактеристичне импедансе повезан са знаком константе простирања у (2.21), дакле, само један критеријум је довољан, као што је показано у [47].

2.2.5 Ефективни параметри еквивалентног медијума

Када је одређена константа простирања, γ , и карактеристична импеданса еквивалентног вода, $Z_{c1,2}$, индекс преламања, n , и карактеристична импеданса еквивалентног медијума, $z_{1,2}$, се лако добијају

$$n = -j \frac{c}{\omega} \gamma, \quad z_{1,2} = \frac{Z_{c1,2}}{Z_{\text{вазд}}}. \quad (2.25)$$

Ефективни параметри бианизотропног медијума, ε , μ и u могу се изразити преко n и $z_{1,2}$ преуређењем (2.9) и (2.10):

$$\varepsilon = \frac{2n}{z_1 + z_2}, \quad \mu = 2n \frac{z_1 z_2}{z_1 + z_2}, \quad u = -jn \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2}. \quad (2.26)$$

Комбинација (2.25) и (2.26) са изразима који их повезују са S -параметрима изведеним раније омогућава екстракцију ефективних параметара из симулираних или експерименталних података. Ове релације ћемо надале обележавати као генералисани поступак (ГП).

Још једна могућност за опис асиметричних јединичних ћелија је коришћење ε и μ који зависе од смера простирања таласа. Они се могу добити као

$$\varepsilon_{1,2} = \frac{n}{z_{1,2}}; \quad \mu_{1,2} = n z_{1,2}. \quad (2.27)$$

Иако је математички еквивалентан претходном, овај приступ нема директну физичку интерпретацију. Међутим, показате се као изузетно користан за валидацију ефективних параметара у секцији 2.4, због чега ће бити укључен у примере екстракције, где ће се реферисати као генералисани поступак за инцидентни талас на порту 1 и порту 2 (ГП₁ и ГП₂, респективно).

2.2.6 Николсон-Рос-Вир процедура са усредњавањем

Како би се заобишло ограничење НРВ процедуре у случају асиметричних узорака, предложено је коришћење геометријске средине рефлексije, $S_{11\text{cp}} = \sqrt{S_{11}S_{22}}$ [48]; овај поступак ће бити означаван као НРВ_{cp}. Како би се јасније представиле сличности и разлике између НРВ_{cp} и овде излаганог метода, изрази (2.21)–(2.22) ће бити приказани преко S -параметара:

$$\gamma = \mp \frac{1}{L} \cosh^{-1} \frac{1 - S_{11}S_{22} + S_{12}^2}{2S_{12}}, \quad (2.28)$$

$$Z_c = \frac{2S_{12} \sqrt{1 - \left(\frac{1 - S_{11}S_{22} + S_{12}^2}{2S_{12}} \right)^2}}{1 - S_{11} - S_{22} + S_{11}S_{22} - S_{12}^2}. \quad (2.29)$$

Уколико је ћелија симетрична, $S_{11} = S_{22}$, горњи изрази ће се поједноставити у

$$\gamma = \pm \frac{1}{L} \cosh^{-1} \frac{1 - S_{11}^2 + S_{21}^2}{2S_{21}}, \quad (2.30)$$

$$Z_c = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}. \quad (2.31)$$

Суштински, НРВ_{ср} процедура се базира на замени S_{11} у изразима (2.30)–(2.31) са $\sqrt{S_{11}S_{22}}$. Лако се види да ће израз за константу простирања (2.30) приликом ове замене претворити у тачан израз (2.28). С друге стране, израз за импедансу (2.31) неће бити еквивалентан изразу (2.29), услед постојања линеарних чланова у имениоцу. Због тога ће се карактеристичне импедансе добијене помоћу два метода разликовати; при томе у случају НРВ_{ср} израз није добијен полазећи од почетних дефиниција, као код ГП метода, већ донекле арбитрарним поступком усредњавања. Такође, пошто импеданса фигурише у изразима ефективних ϵ и μ , разлике ће се пренети и на њих. У наставку ће бити дато поређење екстрахованих ефективних параметара на оба начина за различите практичне случајеве, где ће бити показана већа утемељеност ГП метода у случајевима са израженом асиметријом.

2.3 Асиметричне јединичне ћелије

У овом делу се врши испитивање електромагнетних својстава метаматеријала на бази водова, који се састоји од микрострип вода спрегнутог са сплит-ринг резонаторима, постављеним са једне стране вода.

Показано је да се ротирањем појединачних сплит-рингова значајно утиче на електромагнетне особине структуре, због промене интеракције услед другачије међусобне оријентације сплит-рингова, као и другачије оријентације у односу на вод [49, 50].

Коришћењем предложеног генералисаног поступка екстракције, истраживање ће се нове асиметричне јединичне ћелије реализоване на двослојном супстрату.

Ивице прстенова које садрже процепе постављене су једна изнад друге, а не на супротним странама као што је то уобичајено. За разлику од уобичајеног дизајна, нови СРР-ови имају резонантне учестаности међусобно много ближе (око 500 MHz), што је погодно за савремене бежичне системе.

Испитиваће се два типа СРР-ова: са процепима паралелним и нормалним у односу на вод. Процепи могу да се померају симетрично лево и десно у односу на центар ивице на којој се налазе, као што је приказано на сл. 2.2 за СРР-ове са паралелним процепима.

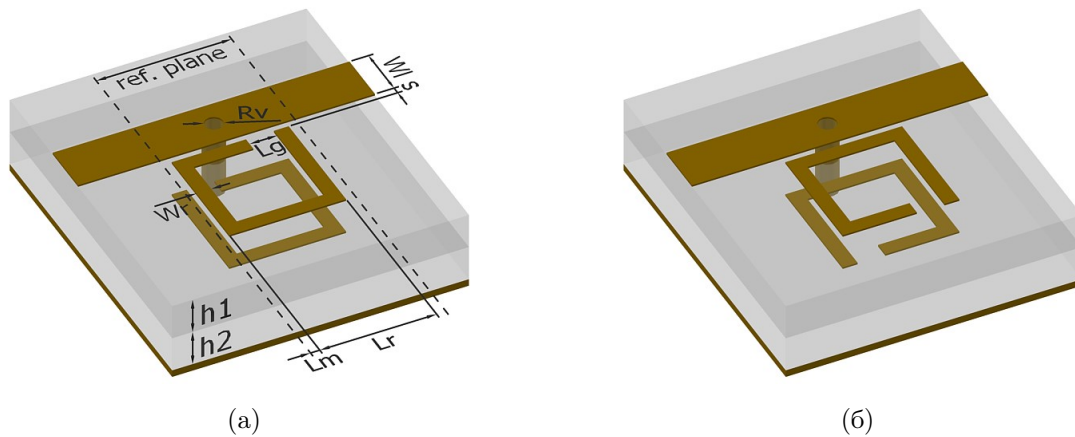
Како би се испитала ефективност предложене методе у односу на $НРВ_{ср}$ поступак, тестиране су структуре које имају слабо изражену асиметрију, код којих је процеп паралелан воду, као и оне које су наглашено асиметричне, код којих је процеп нормалан на вод.

2.3.1 Јединичне ћелије са паралелним процепом

Овај тип јединичних ћелија може имати процепе на ивицама које су ближе воду или даље од њега, као што је приказано на сл. 2.2. Јединичне ћелије састоје се од два пара СРР-ова са процепима симетрично помереним од центра. Сваки пар се састоји од два спрегнута прстена, који се налазе један изнад другог (*broadside-coupled*). Асиметрија је узрокована само чињеницом да су процепи у различитим слојевима супстрата (горњем и доњем). Микрострип вод је повезан са масом (проводном равни) преко цилиндричне вије, пречника R_v , постављеном у центру ћелије између референтних равни (означених испрекиданим линијама).

Јединичне ћелије су симулиране помоћу програма WIPL-D Pro 10.0, намењеног за 3Д електромагнетну анализу [51], који је базиран на методи момената; S -параметри су дедебдовани на референтним равнима. Биће упоређена екстракција бианизотропних параметара, ГП, асиметрична екстракција која даје два скупа параметара, ГП_{1,2} као и стандардни поступак са усредњавањем $НРВ_{ср}$.

Магнитуда S -параметара за јединичне ћелије са процепима близу вода (сл. 2.2а) приказана је на сл. 2.3а. Може се видети да разлика између коефицијена-



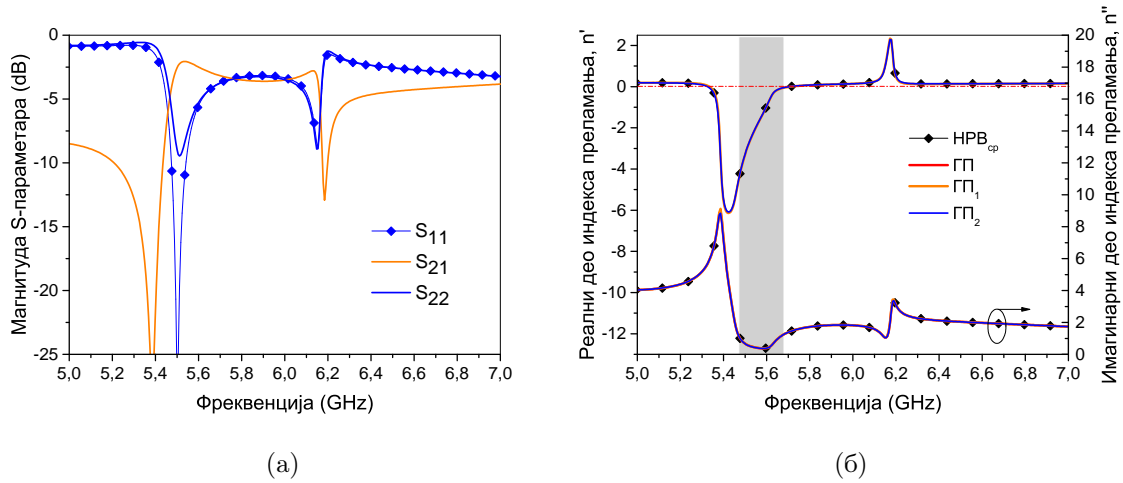
Слика 2.2: Јединичне ћелије са процепима помереним на супротне стране у односу на средину ивице прстена: (а) процепи близу вода, (б) процепи даље од вода. Релевантне димензије: $h_1 = 0.635 \text{ mm}$, $h_2 = 1.575 \text{ mm}$, $\varepsilon_{r1} = 10.2$, $\varepsilon_{r2} = 2.2$, $L_r = 3.15 \text{ mm}$, $L_g = 0.75 \text{ mm}$, $L_a = 2 \text{ mm}$, $L_m = 0.25 \text{ mm}$, $L = L_r + 2L_m$, $W_l = 1.4 \text{ mm}$, $W_r = 0.4 \text{ mm}$, $R_v = 0.5 \text{ mm}$, $s = 0.2 \text{ mm}$.

та рефлексије S_{11} и S_{22} постоји само у околини прве резонансе. Екстраховани индекс преламања на сл. 2.3б је исти код свих поступака, захваљујући погодно дефинисаној средњој вредности код НРВ_{ср}. Јединична ћелија испољава „леворуки“ опсег око 5,5 GHz, осенчен на графику, и „десноруки“ опсег око 6,15 GHz, који одговара другој резонанси.

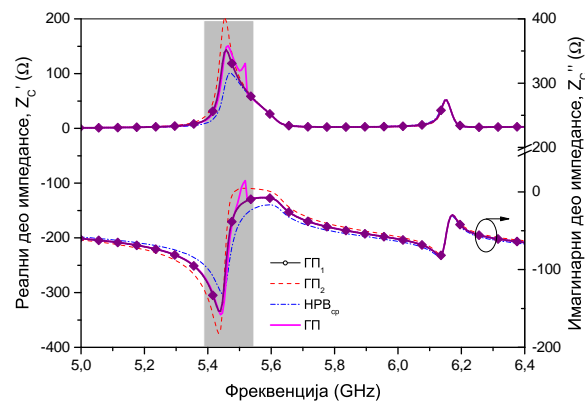
Карактеристичне импедансе, екстраховане помоћу различитих метода, су упоређене на сл. 2.4. Може се видети да се вредности добијене помоћу ГП налазе тачно између вредности добијених преко ГП_{1,2}, као што је очекивано на основу релације (12). Важно је истаћи да је само на првој резонанси вредност добијена НРВ_{ср} методом другачија, али незнатно, од вредности добијене ГП методом, што значи да асиметрија није знатно изражена.

2.3.2 Јединичне ћелије са процепима далеко од вода

Јединичне ћелије са процепима даље од вода, сл. 2.2б, имају доста другачије S-параметре и екстраховани индекс преламања од ћелија са процепом близу вода (видети сл. 2.5 и сл. 2.6). Разлика између коефицијената рефлексије на портovima 1 и 2 се јавља код друге резонансе, што је евидентно у њиховој фа-



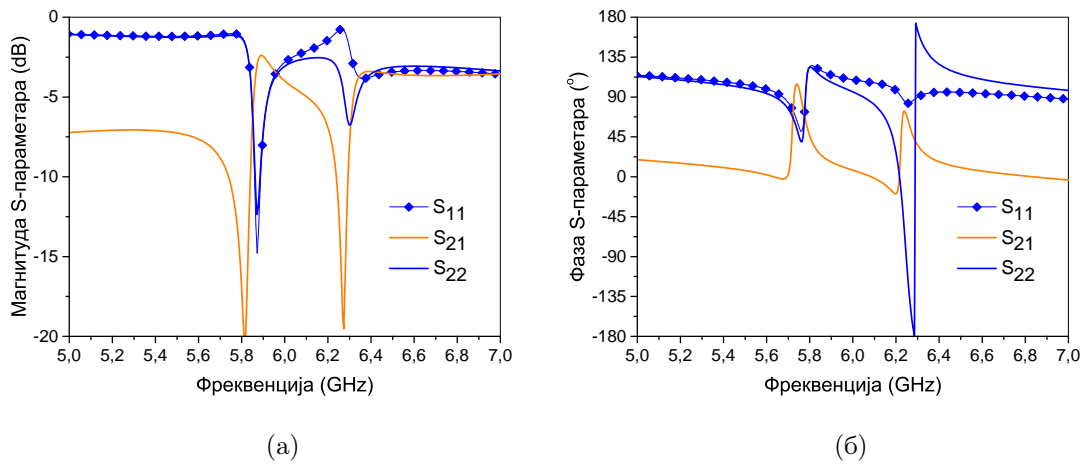
Слика 2.3: Јединичне ћелије са СРР-овима са процепом близу вода: (а) магнитуда S -параметара, (б) екстраховани индекс преламања. Осенчени правоугаоник означава фреквенцијски опсег са двоструко негативним параметрима.



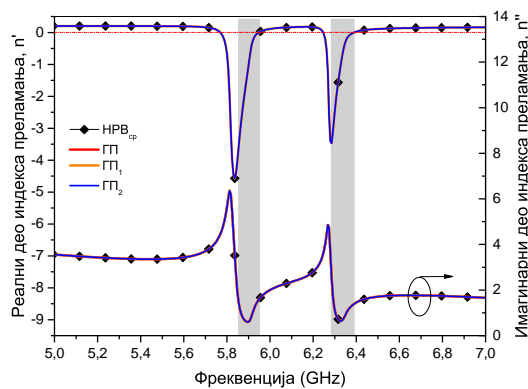
Слика 2.4: Карактеристична импеданса екстрахована различитим поступцима за јединичне ћелије са СРР-овима са процепом близу вода.

зи на сл. 2.5б. Екстраховани индекс преламања, приказан на сл. 2.6, има два „леворука“ опсега око 5,9 GHz и 6,35 GHz, који су означени осенченим правоугаонцима.

Екстрахована ефективна пермитивност, пермеабилност и карактеристична импеданса, коришћењем $ГП$, $ГП_{1,2}$ и HPB_{cp} приказани су на сл. 2.7. Са слике се види да све методе дају исте резултате у опсегу где је одзив симетричан ($S_{11} = S_{22}$). Ефективни параметри добијени помоћу $ГП$ и HPB_{cp} се разликују



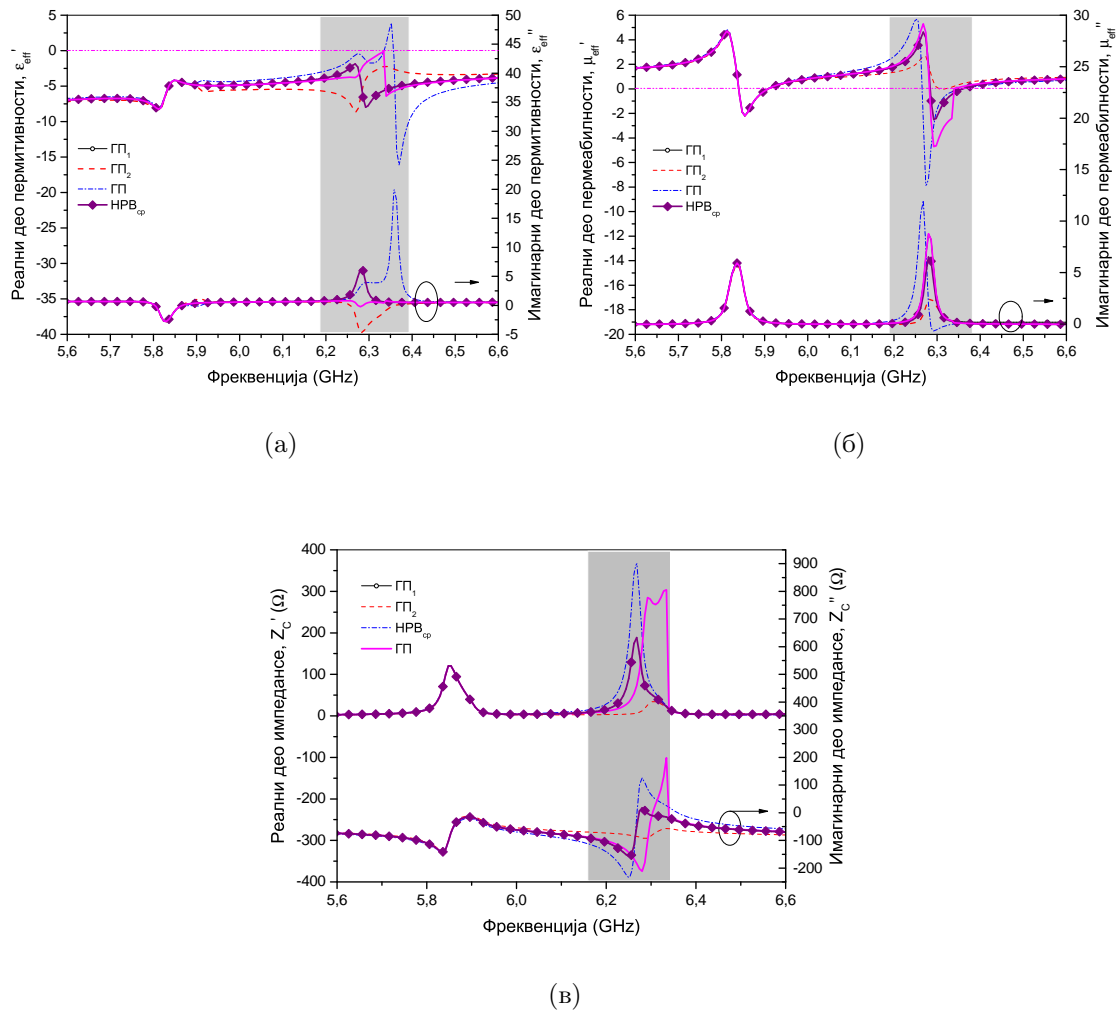
Слика 2.5: Магнитуда (а) и фаза (б) S -параметара за СРР-ове са процепима даље од вода.



Слика 2.6: Ефективни индекс преламања, екстрахован различитим поступцима, за јединичне ћелије са СРР-овима са процепом даље од вода. Осенчени правоугаоници означавају фреквенцијске опсеге са двоструко негативним параметрима.

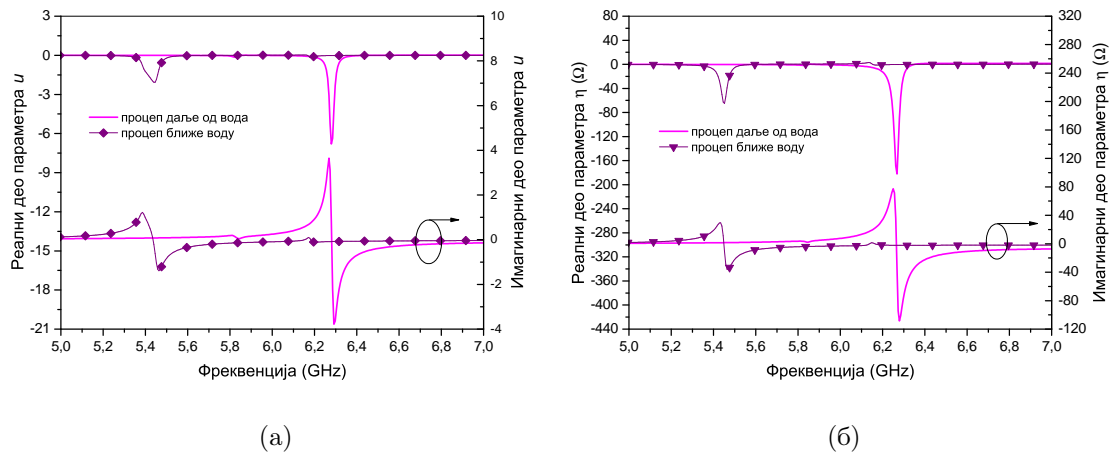
само око друге резонансе, где је асиметрија најизраженија, што је обележено осенченим правоугаонцима на сл. 2.7. У целом опсегу учестаности од интереса ефективна пермитивност добијена НРВ_{ср} и ГП методама је негативна, док ефективна пермеабилност мења знак на две резонансе које одговарају „леворуким“ опсезима.

Генералисани поступак екстракције уводи два нова параметра, као меру аси-



Слика 2.7: Ефективна пермитивност (а), пермеабилност (б) и карактеристична импеданса (в) екстрахована за СРР-ове са процепима даље од вода. Осенчени правоугаоници означавају опсеге где НРВ_{ср} и ГП дају различите резултате.

метрије јединичне ћелије: u и η . Сл. 2.8 показује да јединичне ћелије са процепима даље од вода имају максималне вредности u и η параметара око три пута веће него ћелије са процепима ближе воду. Такође се види да се бианизотропија јавља у близини или прве или друге резонансе одговарајућих ћелија. Интересантно је напоменути да је бианизотропија драстично мања уколико су процепи постављени на супротним странама СРР-ова, као што је то уобичајено случај, чак и када су процепи померени од центра ивице. У том случају бианизотропија се јавља на обе резонансе.

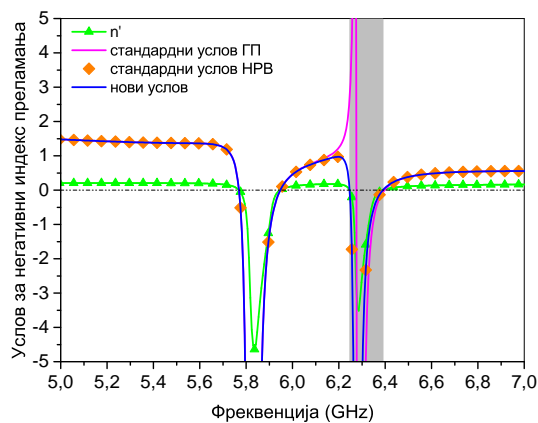


Слика 2.8: Поређење екстрахованих параметара: (а) параметар бианизотропије u и (б) разлика ефективних карактеристичних импеданси, η , за ћелије са процепом паралелним воду.

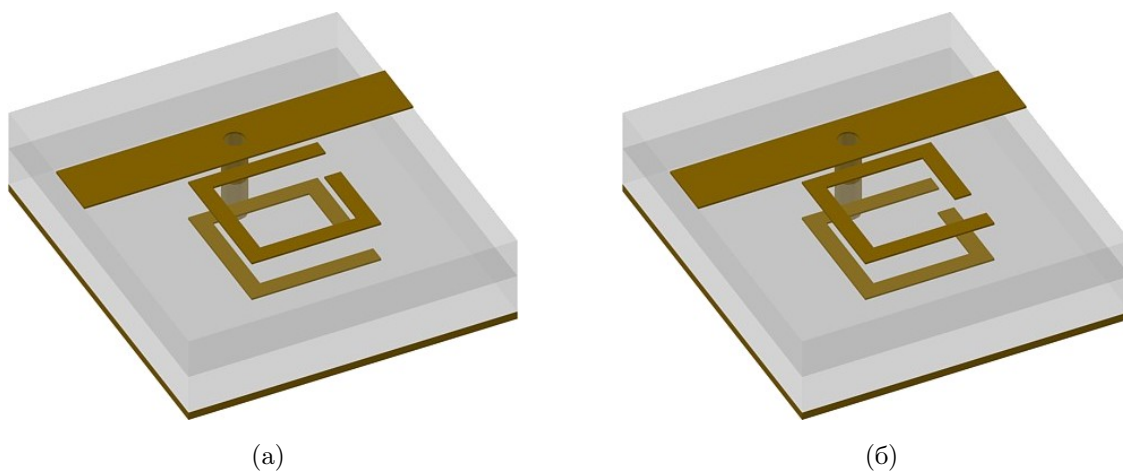
На сл. 2.9 упоређени су стандардни услов за негативни индекс преламања (2.13), који је валидан за симетричне ћелије, и последично за параметре добијене НРВ_{ср} методом, и нови услов (2.14), који је изведен за асиметричне ћелије. Оба услова су израчуната помоћу параметара добијених ГП методом. У случају ћелија са паралелним процепом даље од вода, види се да су око прве резонансе обе криве преклопљене, јер је одзив симетричан у том опсегу. Око друге резонансе крива која одговара новом услову пресеца x -осу тачно на тачкама где је реални део индекса једнак нули, што није случај за криву која одговара стандардном критеријуму. У овом случају, стандардни критеријум предвиђа нешто шири опсег негативног индекса. На крају, применили смо стандардни услов на параметре добијене НРВ_{ср} методом, и показује се да се добијена крива у потпуности преклапа са новим условом. Ово потврђује валидност новог услова, пошто оба метода дају исти индекс преламања, како у симетричном тако и у асиметричном случају.

2.3.3 Јединичне ћелије са процепима нормалним на вод

Јединичне ћелије са процепима нормалним у односу на микрострип вод су приказане на сл. 2.10, и можемо разликовати два случаја у зависности од по-

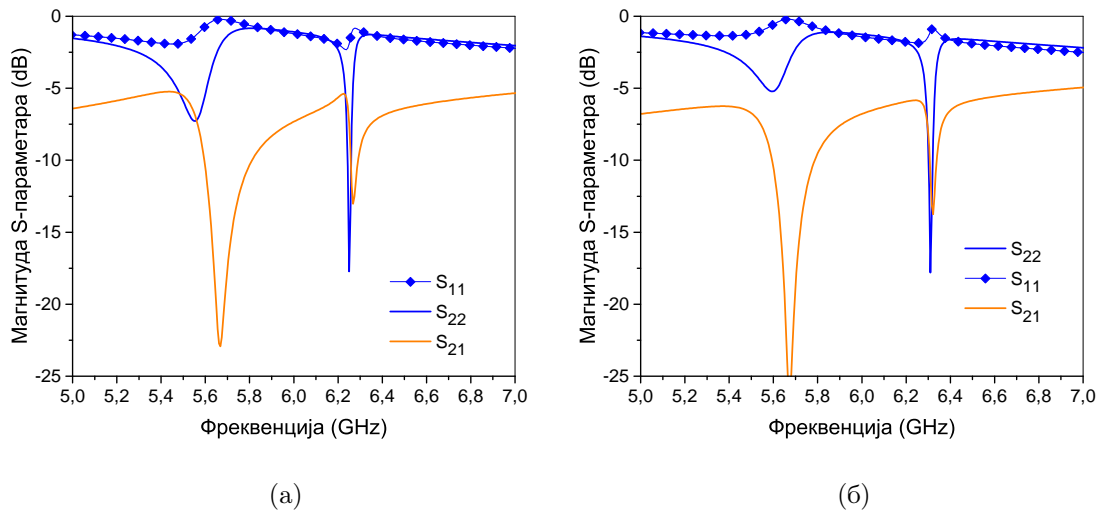


Слика 2.9: Поређење стандардног и новог критеријума за негативни индекс преламања за јединичну ћелију са процепима паралелним воду. Ефективни параметри су добијени ГП методом. Осенчени правоугаоник означава опсег у коме ћелија има асиметрични одзив и два критеријума предвиђају другачије опсеге негативног индекса.



Слика 2.10: Изглед јединичних ћелија које се састоје од СРР-ова са ивицом која садржи процеп нормалном на воду: (а) горњи процеп ближе воду, (б) горњи процеп даље од вода.

ложаја горњег процепа: а) када је ближе воду и б) даље од њега. У оба случаја процепи су ближе порту 1 јединичне ћелије. Уколико бисмо заменили редослед портова, параметри u и η би променили знак, док би све остало било непромењено.

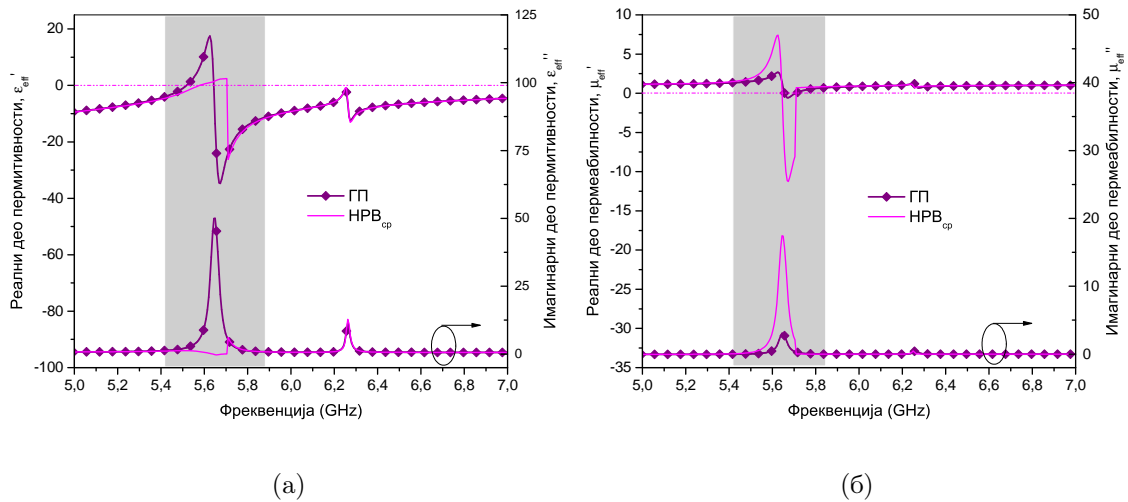


Слика 2.11: Магнитуда S -параметара за јединичне ћелије са нормалним процепом: (а) горњи процеп ближе воду, (б) даље од вода.

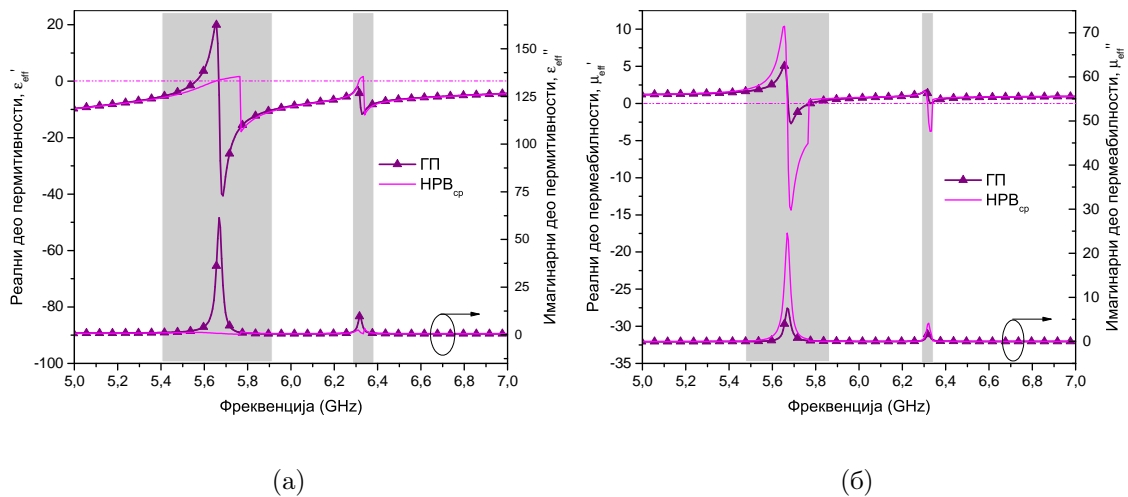
Магнитуда S -параметара за јединичне ћелије са нормалним процепом су приказане на сл. 2.11. Екстрахована ефективна пермитивност и пермеабилност за случај са горњим процепом ближе и даље од вода су приказане на сл. 2.12-2.13, респективно. Може се видети да положај нормалних процепа не утиче на резонантне учестаности у значајној мери. Такође S_{11} се разликује од S_{22} на обе резонансе, али наглашеније на првој. Екстрахована пермитивност и пермеабилност коришћењем ГП и НРВ_{ср} метода се значајно разликују око 5,7 GHz не само по апсолутној вредности, већ имају и супротне знакове.

Карактеристике јединичних ћелија са нормалним процепима су упоређене на сл. 2.14. Може се видети да је реални део индекса преламања позитиван у целом опсегу за ћелију са процепом ближе воду, док за ћелију са процепом даље од вода поседује уски опсег са негативном вредношћу. Асиметрија је такође много израженија када је процеп даље од вода, као што је био случај и код ћелија са паралелним процепима. Код обе ћелије са нормалним процепима, максимална вредност параметра u ($u_{\text{даље}} = 8,6$ и $u_{\text{ближе}} = 6,6$) је знатно већа него у случају са паралелним процепима ($u_{\text{даље}} = 3,69$ and $u_{\text{ближе}} = 1,21$).

На сл. 2.15 упоређени су стандардни услов за негативни индекс преламања и нови услов, за ћелије са горњим процепом даље од вода. За рачунање оба

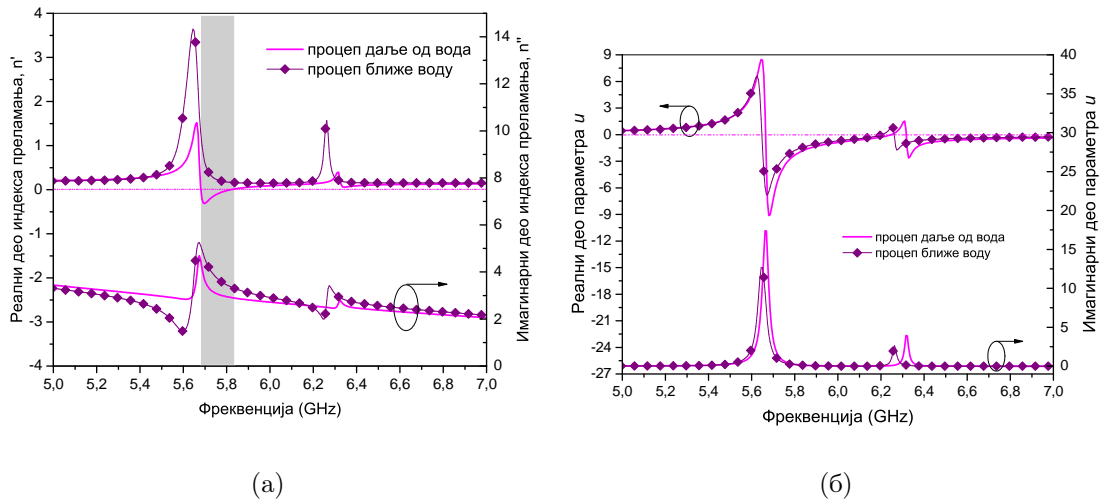


Слика 2.12: Ефективни параметри екстраховани ГП и НРВ_{ср} методама за јединичне ћелије са горњим процепом ближе воду: (а) пермитивност, (б) пермеаблност. Осенчени правоугаоници означавају зоне у којима две методе дају другачије резултате.



Слика 2.13: Ефективни параметри екстраховани ГП и НРВ_{ср} методама за јединичне ћелије са горњим процепом даље од вода: (а) пермитивност, (б) пермеаблност. Осенчени правоугаоници означавају зоне у којима две методе дају другачије резултате.

услова коришћени су параметри добијени ГП поступком. Може се видети да се, око прве резонансе, нови критеријум тачно поклапа са тачкама где реални део



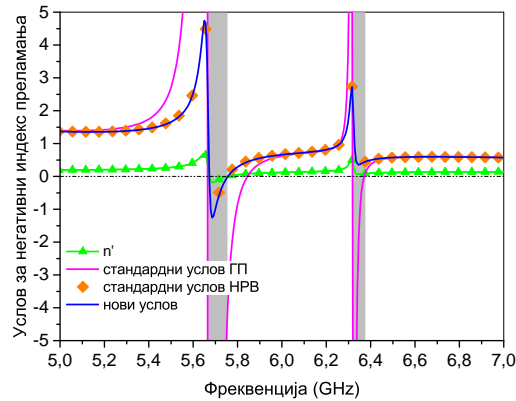
Слика 2.14: Екстраховани индекс преламања (а) и параметар u (б) за јединичне ћелије са нормалним процепима.

индекса пролази кроз нулу. То није случај са стандардним критеријумом, који предвиђа осетно већи опсег негативних вредност индекса. Око друге резонансе на 6,3 GHz стандардни критеријум предвиђа негативне вредности, док је индекс заправо позитиван. Као доказ валидности новог критеријума додата је криву која одговара стандардном критеријуму, али срачунатом за параметре добијене НРВ_{ср} методом, која се у потпуности поклапа са новим критеријумом.

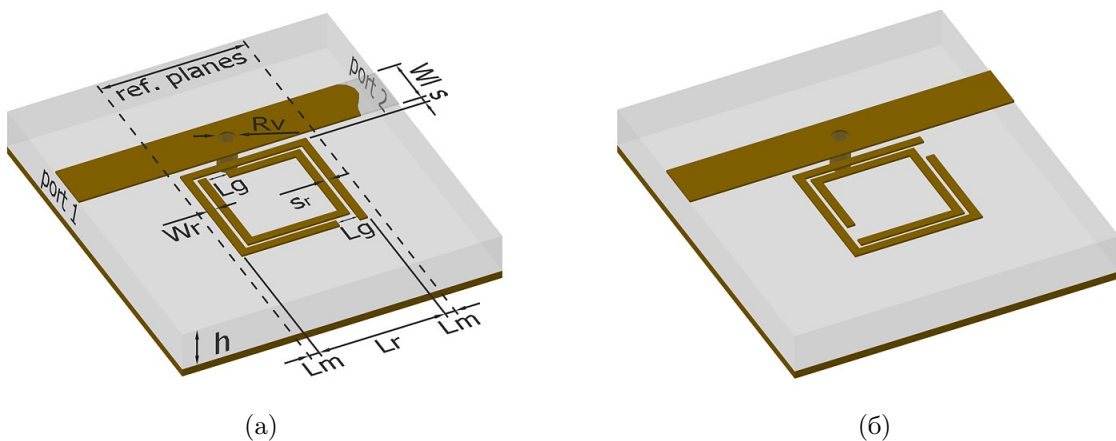
2.3.4 Ивично спрегнути СРР

На сл. 2.16 приказане су структуре, са релевантним димензијама, код којих су коришћени ивично спрегнути (*edge-coupled*) СРР-ови. Код њих су прстенови постављени концентрично у истој равни, што знатно олакшава фабрикацију, пошто нема потребе за двослојним диелектриком. С друге стране, смањена је слобода приликом пројектовања. Поново су присутна два случаја, у зависности од тога да ли су процепи оријентисани паралелно (2.16а) или нормално (2.16б) у односу на вод.

Симулирани S-параметри приказани су на сл. 2.17-2.18; види се да је асиметрија присутна само око резонанси, при чему је много израженија за случај са нормалним процепима са сл. 2.16б. Екстраховани ефективни параметри – ин-



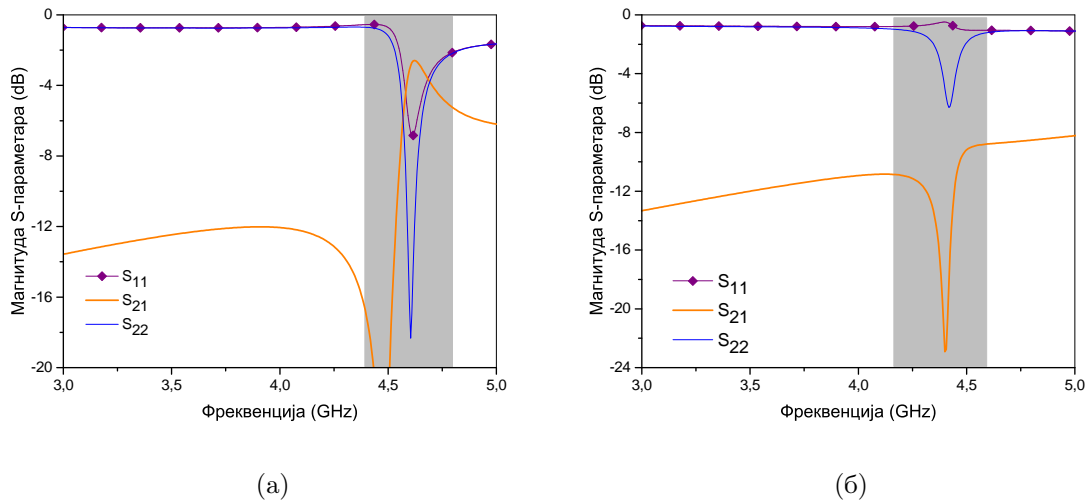
Слика 2.15: Поређење стандардног и новог критеријума за негативни индекс преламања, за ћелију са нормалним процепом даље од вода. Осенчене су зоне где ћелија има асиметрични одзив и два критеријума предвиђају различите опсеге негативних вредности.



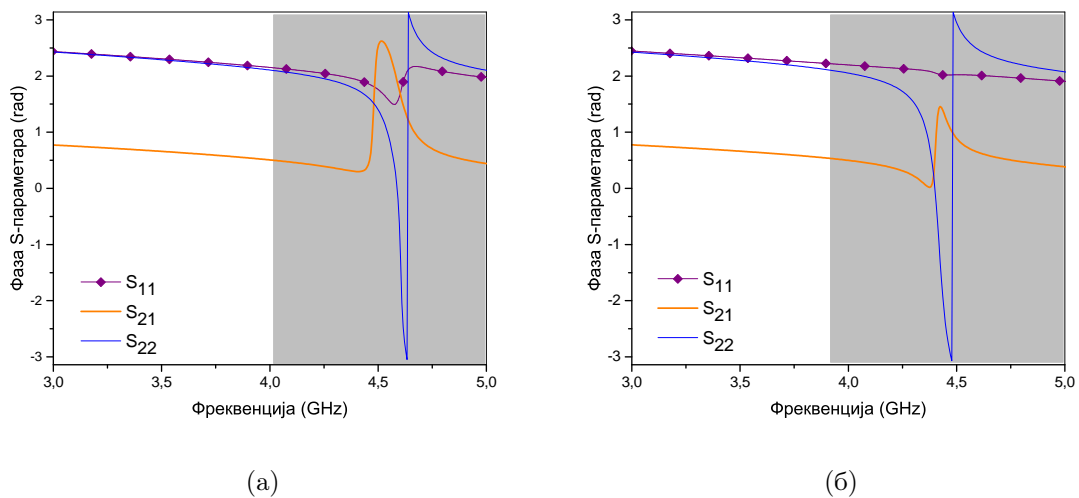
Слика 2.16: Ћелије са ивично спрегнутим СРР-овима: а) СРР са паралелним процепима, б) СРР са нормалним процепима. Релевантне димензије: $h = 1,27 \text{ mm}$, $L_r = 3 \text{ mm}$, $L_g = 0,5 \text{ mm}$, $L_m = 0,25 \text{ mm}$, $W_l = 1,2 \text{ mm}$, $W_r = 0,2 \text{ mm}$, $R_v = 0,5 \text{ mm}$, $s = 0,1 \text{ mm}$, $s_r = 0,1 \text{ mm}$, и релативна пермитивност супстрата $\epsilon_r = 10,2$.

декс преламања, карактеристична импеданса, пермитивност и пермеабилност дати су на сл. 2.19-2.22.

На сл. 2.20 види се да карактеристична импеданса за $\text{НРВ}_{\text{ср}}$ има потпуно другачији облик и вредности од средње вредности за ГП метод, при чему за обе



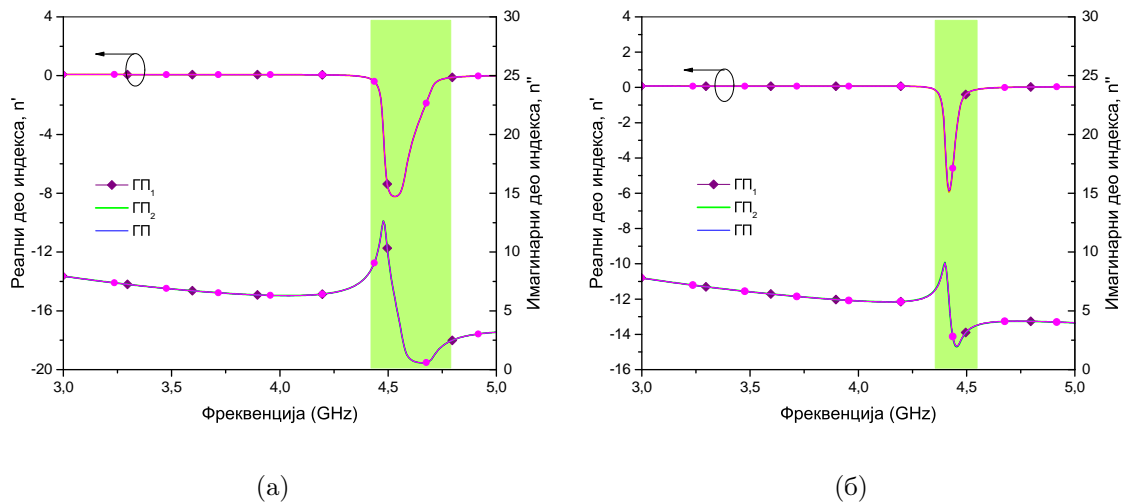
Слика 2.17: Магнитуда S -параметара: а) СРР са паралелним процепима, б) СРР са нормалним процепима. Асиметрија је присутна у осенченим деловима.



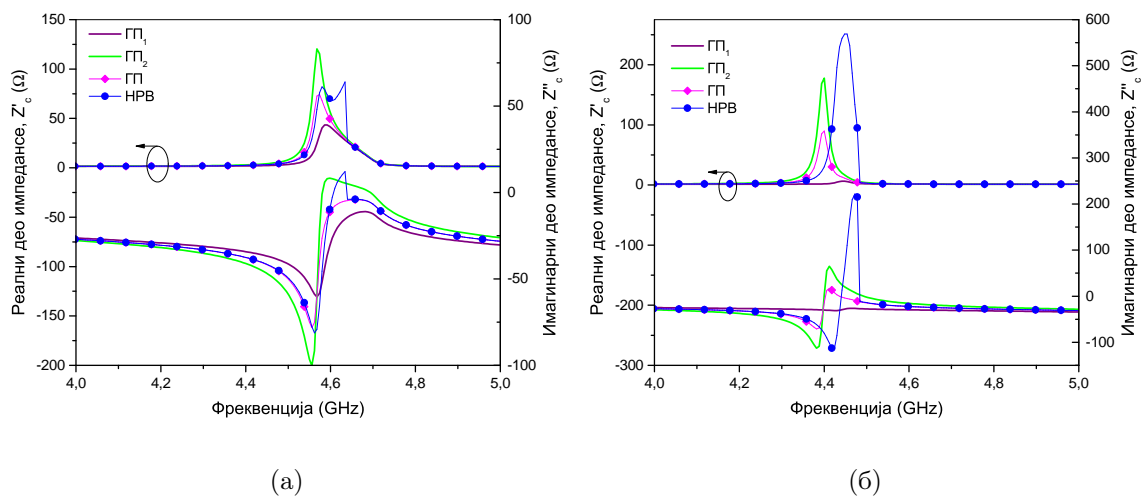
Слика 2.18: Фаза S -параметара: а) СРР са паралелним процепима, б) СРР са нормалним процепима. Асиметрија је присутна у осенченим деловима.

структуре испољава неприродно понашање (скокове) у околини резонансе. Ово ће резултовати неприродним обликом фреквенцијских зависности ε и μ , што се може видети на сл. 2.21б и 2.22б.

Асиметрија је слабије изражена код структуре са паралелним процепима, што доводи до мање разлике у екстрахованим параметрима за два различита смера, што се види на сл. 2.21а and 2.22а. У овом случају су резултати за НРВ_{ср}

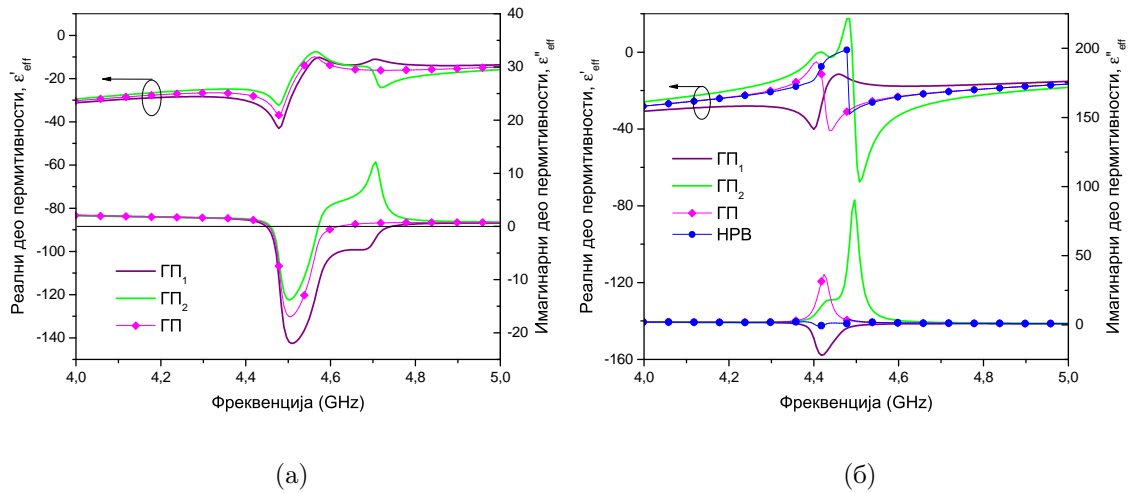


Слика 2.19: Екстраховани индекс преламања: а) СРР са паралелним процесима, б) СРР са нормалним процесима. Осенчени делови означавају зоне са двоструко-негативним параметрима.

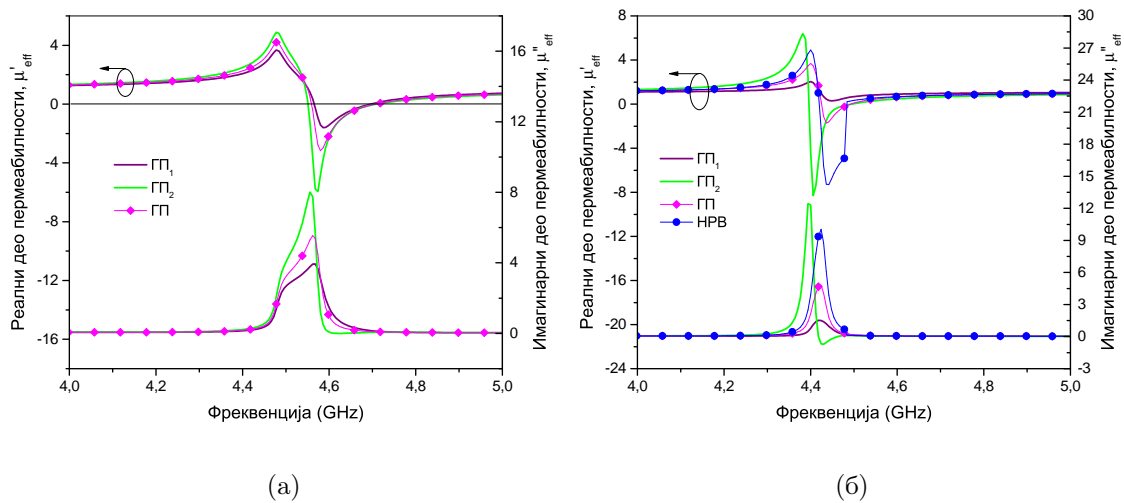


Слика 2.20: Екстрахована карактеристична импеданса: а) СРР са паралелним процесима, б) СРР са нормалним процесима.

изостављени пошто немају значајне разлике у односу на Γ . Насупрот томе, у случају са нормалним процесима асиметрија је наглашенија, због чега се импедансе за Γ_1 и Γ_2 значајније разликују, што последично изазива разлике и у ефективним параметрима, сл. 2.21б и 2.22б.



Слика 2.21: Екстрахована ефективна пермитивност: а) СРР са паралелним процесима, б) СРР са нормалним процесима.

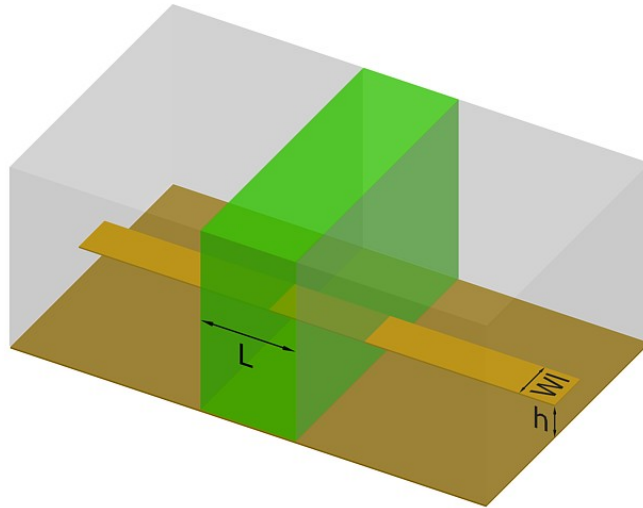


Слика 2.22: Екстрахована ефективна пермеабилност: а) СРР са паралелним процесима, б) СРР са нормалним процесима.

2.4 Валидација метода екстракције

2.4.1 Метод декомпозиције

За проверу валидности предложене методе, може се користити независна симулација микрострип вода уроњеног у хомогени диелектрик са параметрима



Слика 2.23: Слој ефективног медијума, који одговара асиметричној јединичној ћелији (зелени квадар) и улазни микрострип водови уроњени у ефективни диелектрик (светлосиви [квадри]). Релевантне димензије: $L = L_r + 2L_m$, $h = h_1 + h_2$, где су L_r , L_m , h_1 , h_2 и W_l дати на сл. 2.2.

који одговарају екстрахованим вредностима, као што је приказано на сл. 2.23. Улазни микрострип водови су уроњени у ефективни диелектрик пермитивности $\epsilon_{eff}^{ML} = 3,15$. Приликом рачунања S-параметара, улазни водови се деембедују (*de-embedding*). Описана процедура се може непосредно применити за реконструкцију S-параметара добијених НРВ екстракцијом, која користи изотропни медијум описан са ϵ и μ , међутим, у току истраживања, ауторима није било познато постојање програма за ЕМ анализу способног за рад са бианизотропним медијима.

Због тога, предложено је следеће решење: симулирање два изотропна слоја, чији параметри одговарају онима добијеним ГП₁ и ГП₂ екстракцијама, на основу чега се добијају два сета $ABCD$ параметара, означених као $ABCD_{ГП1}$ and $ABCD_{ГП2}$, респективно. Сада, ако се пажљивије размотри релација (2.19), примећује се да она представља дијагонализацију матрице, при чему $e^{\pm\gamma l}$ представљају сопствене вредности, а колоне матрице Q сопствене векторе. Из (2.17) и (2.19) следи да ће се матрице $ABCD_{ГП1,2}$, пошто оне подразумевају само једну вредност импедансе $Z_{c1,2}$, дијагонализовати у следећем облику:

$$ABCD_{ГП1,2} = Q_{1,2} \text{diag}(e^{\gamma l}, e^{-\gamma l}) Q_{1,2}^{-1}; \quad (2.32)$$

где је

$$Q_{1,2} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \frac{1}{Z_{c1,2}} & -\frac{1}{Z_{c1,2}} \end{bmatrix}. \quad (2.33)$$

Приметимо да су сопствене вредности $e^{\pm\gamma l}$ једнаке за све три матрице.

Из симулације слојева ГП_{1,2} добијају се два сета S -параметара, који се могу конвертовати у $ABCD$ _{ГП_{1,2}}. Затим се врши дијагонализација ових матрица да би се добио облик (2.32). Оваква дијагонализација је лако доступна у програмским пакетима попут MATLAB-а, и неопходно је само распоредити сопствене вредности и векторе на исти начин као у (2.32), што се може урадити на основу критеријума пасивности (2.24). Сада је могуће добити матрицу Q као

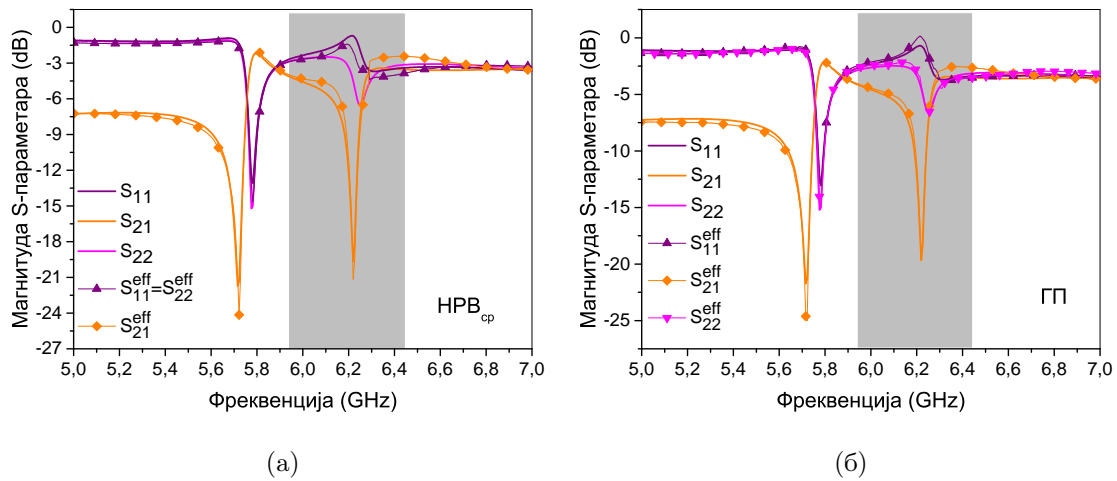
$$Q = \begin{bmatrix} Q_1(1,1) & Q_2(1,2) \\ Q_1(2,1) & Q_2(2,2) \end{bmatrix}, \quad (2.34)$$

и, коначно, тражену $ABCD$ матрицу у складу са релацијом (2.19).

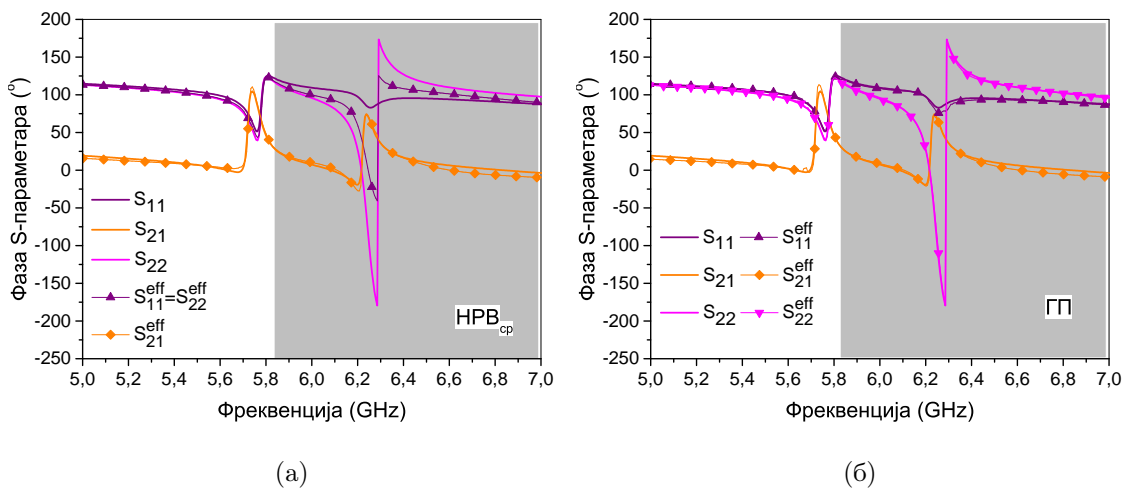
2.4.2 Јединичне ћелије са паралелним процепима

S -параметри добијени описаним поступком, за јединичну ћелију са процепима паралелним и даље од вода (видети сл. 2.2б), упоређени са оригиналним симулацијама, приказани су на сл. 2.24-2.25, за ГП и НРВ екстракције. НРВ метод (сл. 2.24а и 2.25а) резултира са симетричним одзивом (због чега је само један коефицијент рефлексије, $S_{11}^{eff} = S_{22}^{eff}$, реконструисан), што очигледно не успева да тачно репродукује рефлексију у регионима са наглашеном асиметријом (осенченим на графику). Ово је највидљивије у фази, где се добијена вредност понања као средња вредност оригиналних фаза S_{11} и S_{22} (ово је очекивано због коришћене процедуре усредњавања).

ГП метод, међутим, јасно разликује различите вредности коефицијената рефлексије, које су врло близу оригиналних вредности (видети сл. 2.24б и 2.25б). Јасно се види да ефективни параметри добијени ГП методом омогућавају реконструкцију свих S -параметара, што није случај за НРВ_{СР} методу, која омогућава реконструкцију само S_{21} , али не и S_{11} и S_{22} у опсезима где је присутна асиметрија. Ван тих опсега, ћелија има симетричан одзив и обе методе раде коректно.



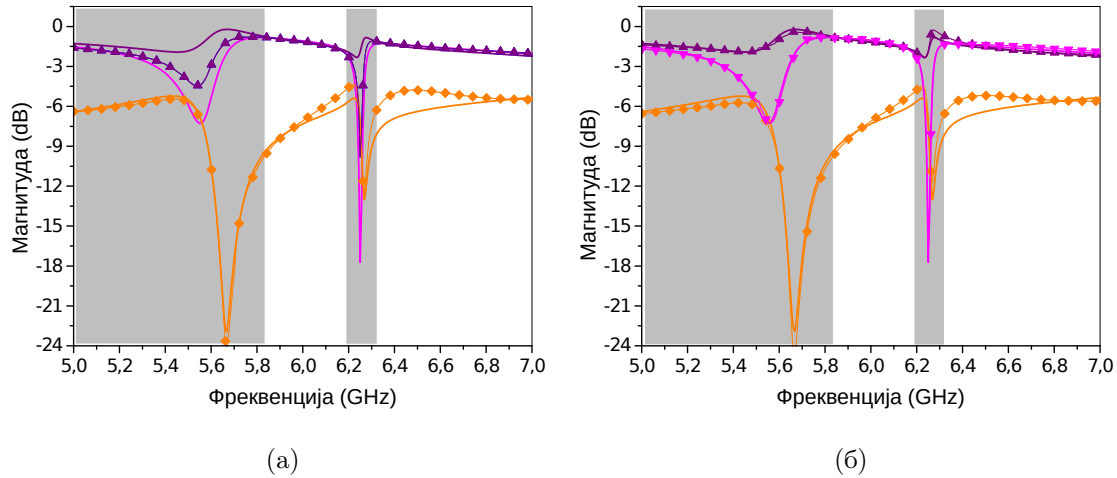
Слика 2.24: Магнитуда S -параметара симулираних и реконструисаних коришћењем ефективних параметара: (а) НРВ_{СР} и (б) ГП екстракције. Осенчени делови означавају опсеге у којима се магнитуда S_{11} и S_{22} разликује.



Слика 2.25: Фаза S -параметара симулираних и реконструисаних коришћењем ефективних параметара: (а) НРВ_{СР} и (б) ГП екстракције.

2.4.3 Јединичне ћелије са нормалним процепима

Резултати за јединичну ћелију са нормалним процепом, са горњим процесом ближе воду (видети сл. 2.10а), упоређени са оригиналним симулацијама, су приказани на сл. 2.26-2.27, за НРВ_{СР} и ГП екстракције. Поново, НРВ_{СР} метод (видети сл. 2.26а и 2.27а) репродукује само средњу вредност рефлексije,



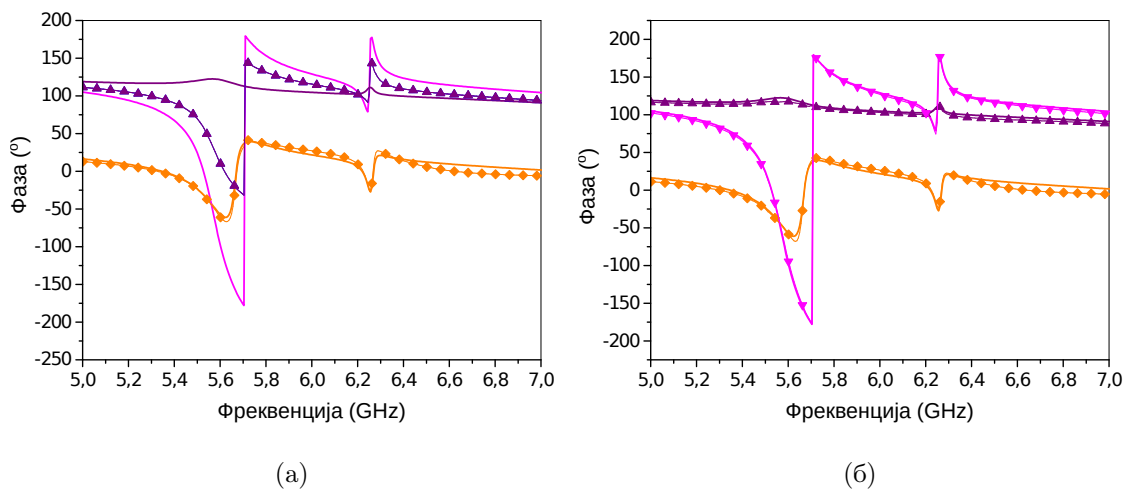
Слика 2.26: Магнитуда S -параметара симулираних и реконструисаних коришћењем ефективних параметара: (а) НРВ_{СР} и (б) ГП екстракције. Осенчени делови означавају опсеге у којима се магнитуда S_{11} и S_{22} разликује.

при чему је неслагање у овом случају још уочљивије, услед веће асиметричност ћелије. ГП метод поново блиско репродукује оба коефицијента рефлексије (видети сл. 2.26б и 2.27б). Оба метода испољавају одређена неслагања, посебно у магнитуди S_{21} изнад друге резонансе, која се могу приписати апроксимацији оригиналног вода, на коме се простире квази-ТЕМ мод, са водом у ефективном диелектрику, на коме се простире прави ТЕМ мод.

2.5 Закључак

У овом поглављу приказана је генералисана процедура за екстракцију ефективних параметара за метаматеријале на бази водова са асиметричном јединичном ћелијом. За описивање асиметрије, користи се еквивалентни бианизотропни медијум, који поред стандардних ефективних параметара поседује два додатна, u и η , који су корисни као квантификација асиметричности.

Изведен је нови услов за негативни индекс преламања у бианизотропној средини. У поређењу са критеријумом за изотропне средине, услов је релаксиран у опсезима где су реални и имагинарни део параметра u истог знака, а поштрен тамо где су различитог знака.



Слика 2.27: Фаза S -параметара симулираних и реконструисаних коришћењем ефективних параметара: (а) НРВ_{СР} и (б) ГП екстракције.

Предложена генералисана процедура и НРВ метод са усредњавањем примењени су на нове дуал-бенд јединичне ћелије. Оне се састоје од СРР-ова са процепима помереним у односу на центар одговарајуће ивице, постављеним један изнад другог.

Показано је да јединичне ћелије са паралелним процепима имају асиметрични одзив само око једне од резонанси, док су у остатку опсега симетричне. За разлику од тога, ћелије са нормалним процепима имају изражен асиметрични одзив око обе резонансе. Ефективна пермитивност и пермеабилност, добијене помоћу два метода, знатно се разликују, не само по апсолутним вредностима, већ некад имају и супротне знакове.

Показано је да НРВ процедура са усредњавањем даје тачан индекс преламања, али погрешне ефективне вредности пермитивности, пермеабилности и карактеристичне импедансе, и да се може користити само када је асиметрија веома слаба. Ово је потврђено поступком валидације, у коме је симулиран слој ефективног медијума са одговарајућим параметрима. Применом ГП метода, могуће је реконструисати вредности свих S -параметара, што није случај за параметре добијене НРВ поступком.

Глава 3

Еквивалентне шеме

3.1 Увод

Водови на бази метаматеријала (као и многе друге електромагнетне структуре) могу се адекватно моделовати помоћу еквивалентних шема са концентрисаним параметрима. Овај приступ је користан алата за боље разумевање физике ових структура. Такође, важна предност еквивалентних шема је независно подешавање параметара и оптимизација каскадираних структура. Ово и даље захтева значајно време, без обзира на огроман прогрес рачунарских перформанси, поготово ако је укључен велики број индивидуалних резонатора.

Еквивалентне шеме водова оптерећених са двоструким СРР-овима са карактеристикама пропусника и непропусника опсега могу се наћи, нпр. у [27, 52], где је копланарни таласовод (СРВ) коришћен као основни вод. Структуре базиране на микрострип воду најчешће укључују спрегу са комплементарним СРР-овима [53] или фракталним и вишеструким комплементарним СРР-овима [54] ецованим у проводној равни (испод вода), тако да се побуђују електричним полем нормалним на раван комплементарних СРР-ова. Еквивалентна шема микрострип вода оптерећеног двоструким СРР-ом и вертикалном вијом дата је у [55] како би се објаснио одзив пропусника опсега. У свим претходним радовима, процепи на двоструким СРР-овима и комплементарним СРР-овима су оријентисани паралелно у односу на вод. Унакрсна спрега која резултује из другачијих оријентација била је проучавана помоћу еквивалентне шеме у [56].

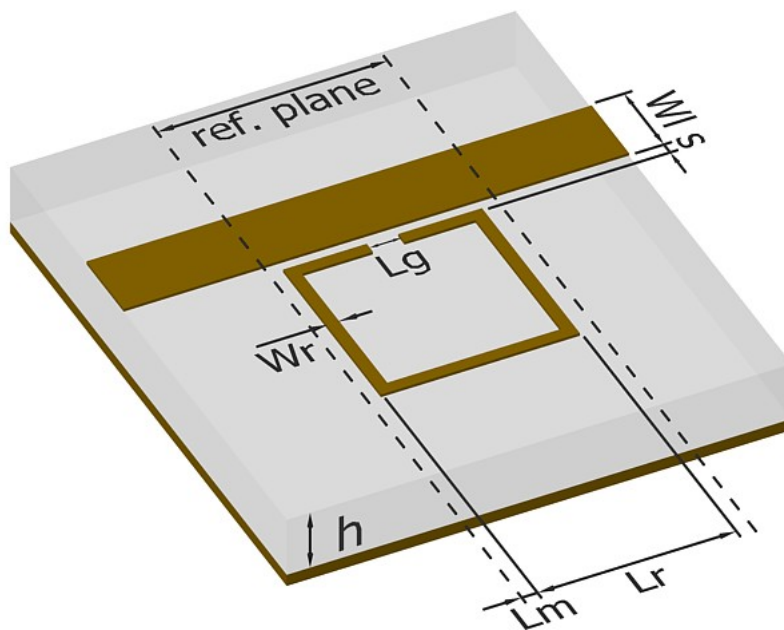
Треба приметити да се у свим горепоменутих примерима (са изузетком [55]) ради о двостраним структурама, које је тешко фабриковати и уклопити са другим планарним компонентама. Ова чињеница може ограничити њихову примену у савременим бежичним системима, где су редукована величина, цена и лакоћа интеграције примарни захтеви. Због ових разлога, микрострип технологија је можда најбољи избор за интеграцију водова на бази метаматеријала и сродних компоненти.

У овом поглављу ће се проучавати квадратни СРР-ови спрегнути са микрострип водом, који се налазе у истој равни. Процепи у СРР-овима су или паралелни (ближе или даље воду) или нормални у односу на вод, при чему ови последњи испољавају ефекат унакрсне поларизације. Разматрени су случајеви једног СРР-а са једне стране вода, или два СРР-а постављених симетрично / асиметрично на обе стране вода. Еквивалентна шема је предложена и валидирана за произвољну оријентацију једног СРР-а. Топологија кола је нешто комплекснија од досад предложених, како би се повећао фреквенцијски опсег модела. Нови модел користи исти број независних параметара као и претходни, иако су елементи повезани на другачији начин, како би се ефикасније представила дистрибуирана природа оригиналног вода. Апроксимација може бити још побољшана додавањем више елемената у репрезентацију са концентрисаним параметрима, али ово би повећало сложеност модела и број параметара које треба одредити.

Предложене јединичне ћелије испољавају одзив непропусника опсега, и могу се користити као основна компонента у пројектовању компактних филтара високих перформанси. Валидност еквивалентне шеме потврђена је помоћу S-параметара добијених мерењем лабораторијских прототипова и 3Д електромагнетним симулацијама. Предложена топологија кола је врло подесна и за јединичне ћелије-пропуснике опсега, зато што се индуктивност вије може лако додати без повећања сложености модела.

Организација овог поглавља је следећа: секција 2. представља екстракцију параметара кола коришћењем модела спрегнутих водова, како би се добили параметри основног вода спрегнутог са СРР-овима. У секцији 3. се одређу-

ју преостали параметри помоћу аналитичких израза који користе резонантну фреквенцију и минимум коефицијента рефлексije, добијене из симулација. Два типа еквивалентних шема су размотрена: са једном и две П-ћелије. Показано је да други случај даје око два пута већи опсег важења. Еквивалентне шеме су валидиране поређењем са симулацијама и мерењима у секцији 4. Веома добро слагање добијено је у целом опсегу, не само за структуре са једном јединичном ћелијом, него и за структуре са њиховом каскадом.

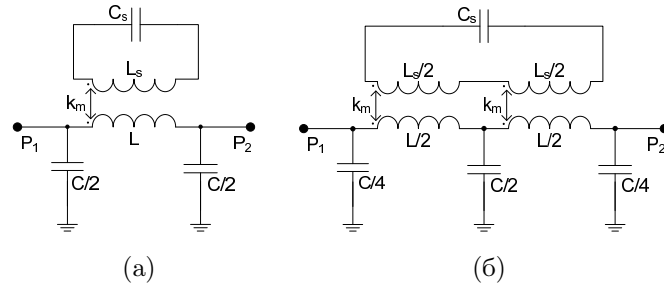


Слика 3.1: Изглед микрострип вода спрегнутог са СРР-ом са релевантним димензијама: $h = 1,27 \text{ mm}$, $L_r = 3 \text{ mm}$, $L_m = 0,25 \text{ mm}$, $L_g = 0,5 \text{ mm}$, $W_r = 0,2 \text{ mm}$, $W_l = 1,2 \text{ mm}$, $S = 0,1 \text{ mm}$. Дебљина метализације је $t = 17 \mu\text{m}$, а диелектрична пермитивност $\epsilon_r = 10,2$.

3.2 Екстракција параметара кола коришћењем модела спрегнутих водова

Како би се добили модели еквивалентних кола за микрострип вод оптерећен произвољно оријентисаним СРР-овима, који могу имати процепе нормално и паралелно (ближе и даље) у односу на вод, две конфигурације су испитиване: 1)

један СРР са једне стране вода и 2) два СРР-а са обе стране вода. Еквивалентна шема арбитрарно оријентисаних СРР-ова није разматрана раније, са изузетком моделовања међусобне спреге између самих СРР-ова [57].



Слика 3.2: Еквивалентна шема микрострип вода оптерећеног са СРР-ом, која има: (а) једну, и (б) две П-ћелије.

Микрострип вод оптерећен СРР-ом са паралелним процепом ближе воду приказан је на сл. 3.1, заједно са релевантним димензијама. Слична структура, али са двоструким СРР-овима, проучавана је у [55], где је предложена еквивалентна шема приказана на сл. 3.2а. Вод је представљен помоћу једне П-ћелије. Овде се предлаже унапређени модел приказан на сл. 3.2б, где је вод представљен помоћу две П-ћелије. Биће демонстрирано да ово коло, које има исти број независних параметара као и претходно, омогућава много боље слагање са симулацијама и мерењима.

Како би се екстраховали параметри L и C вода (сл. 3.2), узимајући у обзир спрегу између вода и најближе ивице СРР-а, систем је моделован као секција вишепроводничког вода. Програм LINPAR [58] је коришћен за нумеричко израчунавање квази-статичких параметара вода. Као излазни подаци добијају се матрице подужних индуктивности и капацитивности, из којих се могу добити параметри секција коначне дужине.

У складу са геометријом спреге између СРР-а и вода, проучаване структуре су подељене у пет група, приказаних у табели 3.1. У функцији од оријентације СРР-а, микрострип вод је спрегнут са целом ивицом, или два њена дела раздвојена процепом.

У табели 3.1 могу се разликовати три врсте означених секција: изоловане, и спрегнуте са једном или две ивице СРР-а. Параметри сваке секције су

Табела 3.1: Конфигурације СРР-ова спрегнутих са микрострип водом и екстраховани параметри. Спрега је узета у обзир само у шрафираним секцијама. Референтне равни су обележене тачкастим линијама.

(а)		$L = 1,51 \text{ nH}$ $C = 0,72 \text{ pF}$ $L_s = 7,97 \text{ nH}$
(б)		$L = 1,51 \text{ nH}$ $C = 0,74 \text{ pF}$ $L_s = 7,92 \text{ nH}$
(в)		$L = 1,5 \text{ nH}$ $C = 0,82 \text{ pF}$ $L_s = 7,97 \text{ nH}$
(г)		$L = 1,5 \text{ nH}$ $C = 0,86 \text{ pF}$ $L_s = 7,92 \text{ nH}$
(д)		$L = 1,5 \text{ nH}$ $C = 0,84 \text{ pF}$ $L_{s1} = 7,97 \text{ nH}$ $L_{s2} = 7,92 \text{ nH}$

прорачунати коришћењем подужних вредности. Резултирајући параметри вода (дати у трећој колони табеле) добијени су сабирањем параметара индивидуалних секција. Може се видети да је индуктивност вода, L , врло слична у свим конфигурацијама, док капацитивност, C , више варира (око 15%) у зависности од спреге. Индуктивности прстенова, L_S , састоје се од два дела: 1) од секције која је спрегнута са водом, која се прорачунава на основу одговарајућег елемента матрице, и 2) од изолованог вода, чија је дужина једнака преосталом, неспрегнутом делу СРР-а. Бредности L_S дате у табели се нешто разликују због чињенице да спрегнута секција има нешто нижу вредност индуктивности. У наставку су усвојене исте вредности индуктивности, $L = 1,5 \text{ nH}$ и $L_S = 8 \text{ nH}$, за све разматране конфигурације.

3.3 Екстракција параметара кола на основу симулираних резултата

Откривено је да се различите конфигурације микрострип вода спрегнутог са СРР-овима могу моделовати истом топологијом кола, само са различитим вредностима параметара. На основу топологије, све разматране конфигурације могу се поделити у три категорије:

- СРР са процепом паралелним воду или два СРР-а са паралелним процепима, симетричним у односу на вод,
- два СРР-а са паралелним процепима, при чему је један процеп ближе а други даље од вода,
- један или два СРР-а са нормалним процепима.

За сваку топологију, могу се извести аналитички изрази за резонантну фреквенцију и фреквенцију минимума рефлексije. Ови изрази ће бити искоришћени за одређивање преосталих параметара (коэффициент магнетне спреге, k_m , капацитивност СРР-а, C_s), полазећи од фреквенција добијених у нумеричким симулацијама. Једини параметар који је неопходно фитовати је коэффициент елек-

тричне спреге, k_e ; односно међусобна капацитивност, $C_m = k_e \sqrt{CC_s}$, у случају СРР-ова са нормалним процепима (овај коефицијент је уведен у секц. 3.3.3).

3.3.1 СРР са процепом паралелним воду

Микрострип водови оптерећени са СРР-овима са паралелним процепом приказани су на сл. 3.3. Параметри еквивалентне шеме L , C и L_S дати су у табели 3.1 за све конфигурације са сл. 3.3 (они зависе од геометрије и карактеристика материјала). Преостали параметри, C_S и k_m , ће бити одређени на основу S -параметара добијених симулацијом. Треба приметити да, у разматраном фреквенцијском опсегу, симулирани S_{11} параметар поседује само један минимум испод резонантне учестаности, док еквивалентне шеме поседују два минимума: један испод и један изнад резонансе. Присуство овог паразитног минимума смањује опсег у коме је могуће добити добро слагање између симулације и еквивалентне шеме. Ипак, шема са две П-ћелије (сл. 3.2б) помера овај минимум на више учестаности у односу на модел са једном ћелијом, о чему ће се дискутовати касније.

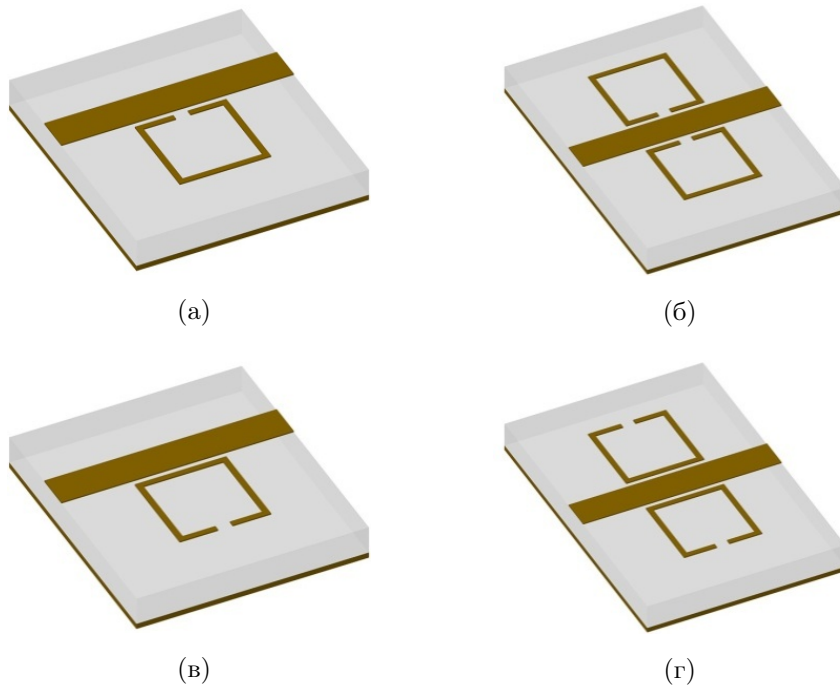
Капацитивност C_S се добија из резонантне учестаности СРР-а $f_r = \omega_r/2\pi$ на следећи начин:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_S C_S}}. \quad (3.1)$$

Минимум S_{11} испод резонансе

Коефицијент магнетне спреге, k_m , се одређује на основу првог минимума S_{11} , $f_{\min} = \omega_{\min}/2\pi$, за коло са сл. 3.2. Како би се поједноставило израчунавање, биће примењена Бартлетова бисекциона теорема [59]. Коефицијент k_m се онда добија као функција f_{\min} , резонантне фреквенције f_r и параметара вода L и C ,

$$k_m^2 = \left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega_{\min}^2}\right) (1 - a_{1,2}) \quad (3.2)$$



Слика 3.3: Микрострип вод спрегнут са СРР-овима са паралелним процепима: (а) један СРР са процепом ближе воду, (б) два СРР-а са процепима даље од вода.

где a_1 одговара колу са једном ћелијом (сл.3.2а), а a_2 колу са две ћелије (сл.3.2б). Ови коефицијенти су дати са

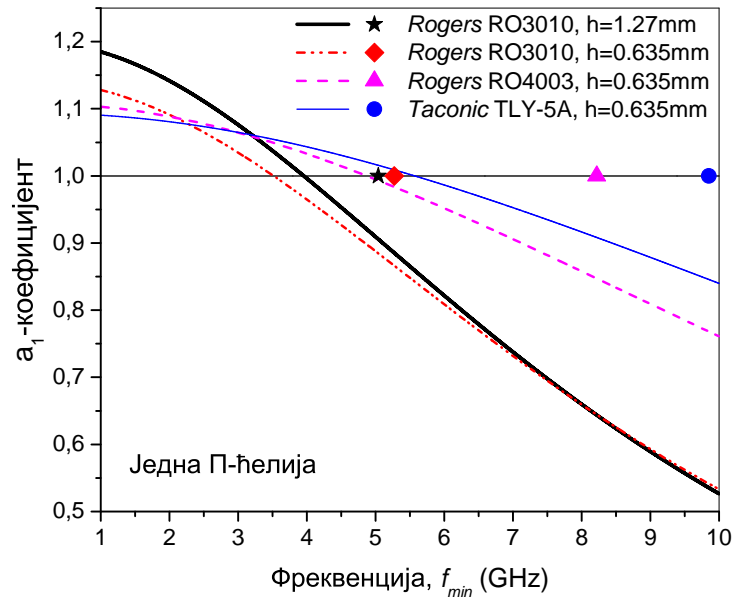
$$a_1 = \left[\frac{L}{C} Y_0^2 + 2b \right]^{-1} \quad (3.3)$$

$$a_2 = \left[\frac{L}{C} Y_0^2 \left(1 - \frac{b}{2-b} \right) + b \right]^{-1} \quad (3.4)$$

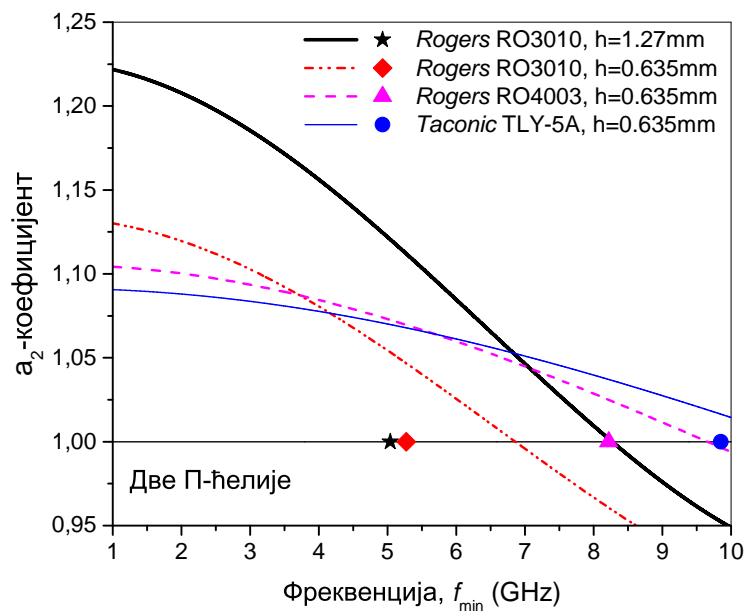
где је Y_0 карактеристична адмитанса вода (20 mS у овом случају), и

$$b = \left(\frac{\omega_{\min}}{\omega_0} \right)^2; \quad \omega_0^2 = \frac{8}{LC}.$$

ЗД електромагнетне симулације и мерења за све структуре са сл.3.3 показују да се минимум S_{11} јавља пре резонансе СРР-а, f_r , због чега је прва заграда у (2) негативна. Како би се добила реална вредност коефицијента спреге k_m , (која омогућава слагање фреквенција првог минимума S_{11} добијених из еквивалентне шеме и симулације), неопходно је да десна страна једначине буде позитивна, што захтева $a_{1,2} > 1$.



(a)



(б)

Слика 3.4: Поређење коефицијената a за еквивалентну шему са (а) једном (б) две П-ћелије за случај са сл. 3.3а. Хоризонталне црне линије означавају вредност 1 на вертикалној оси, а маркери означавају фреквенције минимума S_{11} за одговарајуће супstrate. За $k_m \in \mathbb{R}$ потребно је $a_{1,2} > 1$.

На сл. 3.4а и 3.4б приказано је поређење коефицијената a израчунатих за шеме са једном и две ћелије, респективно, за СРР спрегнут са 50-омским микро-стрип водом (сл. 3.3а) на различитим супстратима. На основу позиције минимума S_{11} (одговарајући маркери), може се видети да услов $a > 1$ није задовољен ни за један случај са сл. 3.4а. С друге стране, услов је испуњен за све случајеве са сл. 3.4б. Такође, супстрат са највећом пермитивношћу (Rogers RO3010) испољава најнижу горњу границу опсега у ком k_m има реалну вредност (3,51 GHz за једну ћелију и 7,02 GHz за две). Треба приметити да коефицијент a није функција параметара СРР-а, већ само фреквенције минимума S_{11} и параметара вода.

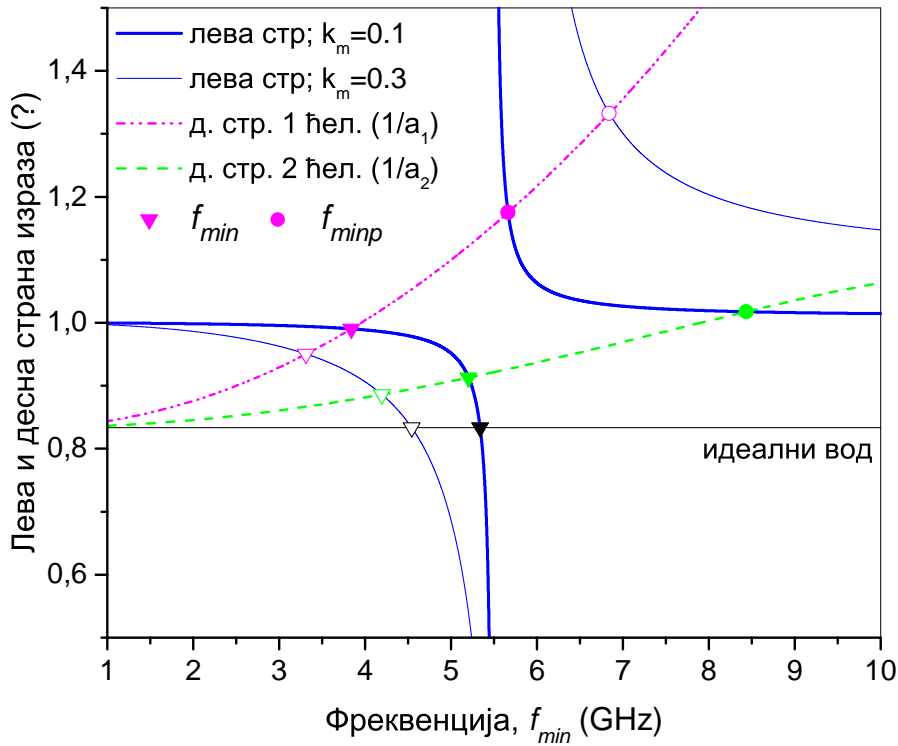
Сл. 3.4а и 3.4б јасно показују важну предност унапређеног модела структуре, у поређењу са шемом са једном П-ћелијом, а то је два пута већи опсег у ком k_m има реалне вредности.

Уколико би уземљење преко вије било присутно, добио би се одзив пропушника опсега, и минимум S_{11} би се појавио изнад трансмисионе нуле у симулацијама. У том случају, добро слагање може се добити помоћу шеме са једном ћелијом [55]. Тада би овде предложена шема била врло слична моделу пријављеном у [52], где је једна ћелија модификована како би се омогућило централно позиционирање индуктивности вије.

Минимум S_{11} изнад резонансе

Обе еквивалентне шеме са сл. 3.2 испољавају други минимум S_{11} изнад резонантне фреквенције СРР-а, који се не појављује у симулацијама или мерењима. Овај спуриозни ефекат је последица апроксимације дистрибуираног кола помоћу елемената са концентрисаним параметрима. Како би се повећао опсег у коме се еквивалентна шема може користити, неопходно је потиснути овај минимум ка што већим фреквенцијама. Ово се постиже коришћењем шеме са две ћелије.

Како би се разјаснио овај ефекат, почиње се од услова за идеално прилагођење (минимум S_{11}) за симетрично коло (следећи Бартлетову теорему): $Y_{in,even}Y_{in,odd} = Y_0^2$, где се парна и непарна адмитанса одређују постављањем отворене везе, односно кратког споја у равн симетрије. После преуређења,



Слика 3.5: График зависности леве (пуне линије) и десне (испрекидане линије) стране израза (5). Тачке пресека представљају минимуме S_{11} за одговарајуће случајеве.

услов се може преформулисати као

$$\frac{\omega_r^2 - \omega_{\min}^2}{\omega_r^2 - (1 - k_m^2)\omega_{\min}^2} = a_{1,2}^{-1} \quad (3.5)$$

где вредности $a_{1,2}$ одговарају изразима (3) и (4) за једну и две ћелије, респективно. На ниским учестаностима a_2 може се апроксимирати као $a_2^{-1} \approx \frac{L}{C} Y_0^2 + \frac{b}{2}$. Поређењем овог израза са (3) примећује се да је коефицијент уз члан b четири пута мањи. Пошто је b пропорционално квадрату учестаности [видети (4)], ово имплицира да a_2 варира двоструко спорије са учестаношћу него a_1 , због чега испољава фреквенцијску зависност ближу очекиваној за идеални вод (који би требало да има константну вредност коефицијента a).

На сл. 3.5 лева и десна страна израза (5) су приказане на једну и две ћелије и за два различита коефицијента спреге (параметри вода одговарају случају са

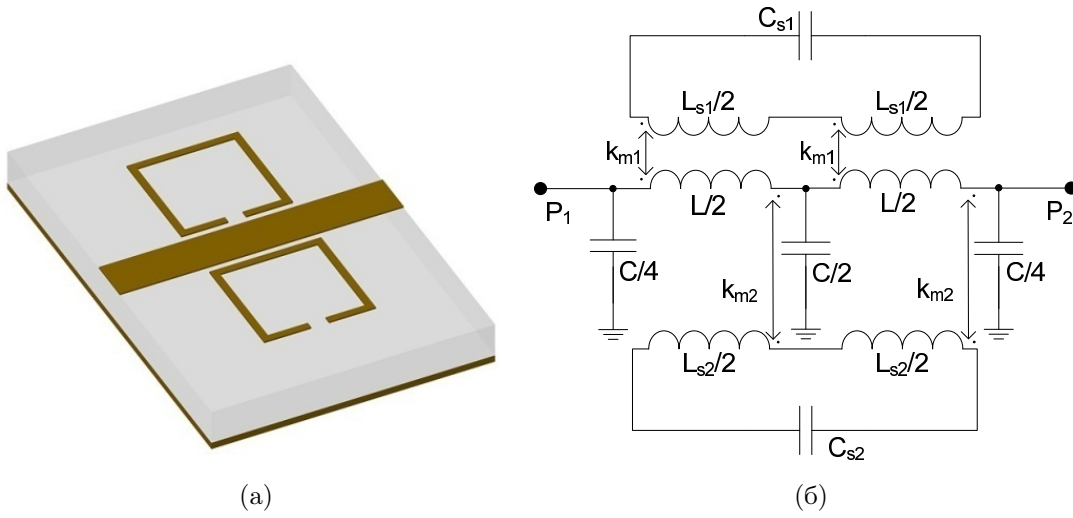
Табела 3.2: Екстраховани параметри за конфигурације са сл. 3.3.

модел	f_r (GHz)	f_{\min} (GHz)	C (pF)	C_S (pF)	k_m
сл. 3.3а	5,47	5,04	0,72	0,107	0,14
сл. 3.3б	5,48	5,14	0,82	0,106	0,167
сл. 3.3в	6,19	4,84	0,74	0,084	0,28
сл. 3.3г	6,14	4,72	0,86	0,088	0,41

сл. 3.3а). Пресечне тачке одговарајућих кривих за леву и десну страну означавају решења (5) и, према томе, минимуме S_{11} . Пресечне тачке испод резонансе СРР-а су означене троугловима, док су оне изнад, обележене круговима, паразитни минимуми $f_{\min p}$, одсутни у симулацијама. Лева страна ове једначине не зависи од броја ћелија, већ само од коефицијента спреге k_m и резонансе f_r (пуне линије). Повећањем јачине спреге, ова крива се „шири“ (упоредити дебље и тање линије на слици), тако да је могуће подесити фреквенције оба минимума S_{11} у датом опсегу. Такође, десна страна зависи само од параметара вода L и C (који су у основи одређени избором супстрата и карактеристичне импедансе), и има драстично другачији нагиб за основно и унапређено коло. Са слике се јасно види да је десна страна израза, која одговара унапређеном колу, много повољнија што се тиче паразитног минимума, који се јавља на много вишим фреквенцијама. Конкретно, за мале вредности коефицијента спреге ($k_m \sim 0,1$), други минимум S_{11} јавља се одмах иза резонансе СРР-а за коло са једном ћелијом, чиме се драстично смањује његов фреквенцијски опсег.

Екстраховани параметри еквивалентног кола

Екстраховани параметри за коло са две ћелије (сл. 3.2б) дати су у табели 3.2 за све конфигурације са сл. 3.3. Разлика у C_S је услед другачијих резонантних учестаности, у складу са (1). Коефицијент спреге k_m више варира, и значајно је већи за структуре без процепа у најближој ивици, где је спрега најизраженија.



Слика 3.6: (а) Микрострип вод спрегнут са два СРР-а са асиметричним процесима и (б) одговарајућа еквивалентна шема.

3.3.2 Микрострип вод спрегнут са два СРР-а са асиметричним процесима

Микрострипи вод са два асиметрична СРР-а, где је један процес на ближој а други на даљој ивици (сл. 3.6а) има компликованију еквивалентну шему (сл. 3.6б) него у претходном случају. Она је суперпозиција две шеме са сл. 3.2б, зато што СРР-ови имају различите спреге и резонантне фреквенције.

Вредности екстрахованих параметара $C_{s1} = 0,105$ pF и $C_{s2} = 0,081$ pF одређене су на основу резонантних фреквенција f_{r1} и f_{r2} , добијених симулацијом. Коефицијент магнетне спреге $k_{m1,2}$ одређен је применом Бартлетове теореме на коло са сл. 3.6б, на сличан начин као и за сл. 3.2б. Да би се добили $k_{m1,2}$ треба решити следећи систем (пошто постоје два минимума S_{11} , $f_{\min1,2}$):

$$\begin{aligned} \frac{\omega_{\min1}^2}{\omega_{r1}^2 - \omega_{\min1}^2} k_{m1}^2 + \frac{\omega_{\min1}^2}{\omega_{r2}^2 - \omega_{\min1}^2} k_{m2}^2 &= a_2^{(1)} - 1, \\ \frac{\omega_{\min2}^2}{\omega_{r1}^2 - \omega_{\min2}^2} k_{m1}^2 + \frac{\omega_{\min2}^2}{\omega_{r2}^2 - \omega_{\min2}^2} k_{m2}^2 &= a_2^{(2)} - 1; \end{aligned} \quad (3.6)$$

где су $a_2^{(1),(2)}$ израчунати на основу (4). Коначно, добија се $k_{m1} = 0,14$ и $k_{m2} = 0,26$.

За еквивалентну шему са једном ћелијом, систем (6) остаје исти, осим што је потребно заменити a_2 са a_1 , израчунатим на основу (3). У том случају, прва

једначина у (6) одговара првом минимуму S_{11} испод резонансе. Дакле, коефицијенти на левој страни биће позитивни, док је десна страна негативна, па једначина нема решења. Последишно, немогуће је поклопити први минимум у симулацији/мерењу и еквивалентној шеми. Други минимум, међутим, налази се између резонанси, зато је један од коефицијената на левој страни (6) негативан, па је могуће извршити поклапање. Онда важи следећа релација између коефицијената спреге:

$$k_{m1}^2 = (\omega_{\min 2}^2 - \omega_{r1}^2) \left(\frac{k_{m2}^2}{\omega_{r2}^2 - \omega_{\min 2}^2} - \frac{a_1^{(2)} - 1}{\omega_{\min 2}^2} \right). \quad (3.7)$$

При решавању (7), треба узети у обзир да k_{m2} (који одговара СРР-у са даљим процепом) треба бити веће од k_{m1} .

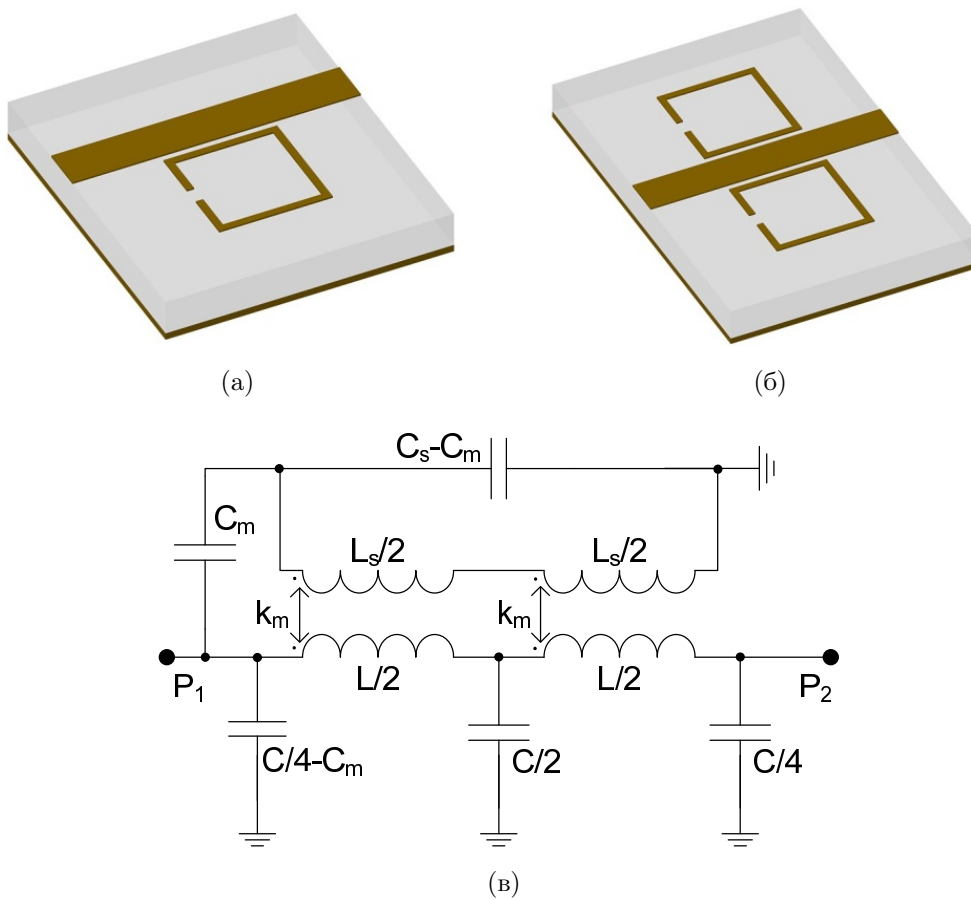
3.3.3 Микрострип вод спрегнут са СРР-овима са нормалним процепима

СРР-ови приказани на сл. 3.7 разликују се од претходних конфигурација, утолико што су заротирани за 90 степени, што значи да цела структура више није симетрична у односу на микрострип вод. У овом случају, електрично поље вода паралелно је у односу на процеп, што узрокује додатну електричну спрегу, укључену у еквивалентну шему приказану на сл. 3.7в.

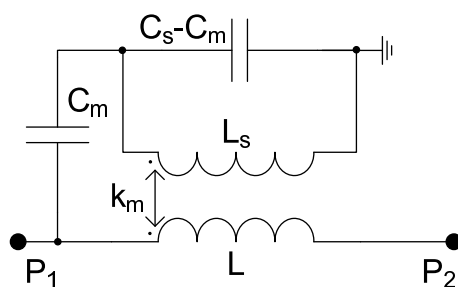
Микрострип вод, оптерећен са једним СРР-ом са нормалним процепом (сл. 3.7а), има исту еквивалентну шему као и два СРР-а симетрично постављена с обе стране (сл. 3.7б), само са различитим вредностима параметара.

Вредности одговарајућих елемената кола L , C и L_S дате су у табели 3.1 за конфигурације са сл. 3.7. Коефицијент магнетне спреге k_m за структуре са сл. 3.7а и 3.7б апроксимиране су вредностима добијеним за одговарајуће СРР-ове са процепима паралелним и даље од вода (сл. 3.3в и 3.3г, респективно), пошто они имају веома сличну расподелу струје. Преостали параметри, C_S и C_m , су одређени коришћењем резонантне учестаности (C_S се добија као функција од C_m , које се изводи помоћу процедуре фитовања са симулацијом).

Како би се одредила приближна резонантна фреквенција (односно минимум S_{21}), биће коришћена шема са сл. 3.8, на којој су паралелно везани конден-



Слика 3.7: СРР-ови са процепима нормалним у односу на вод: (а) један СРР, (б) два СРР-а симетрично у односу на вод; оба случаја се могу моделовати истим еквивалентним колом (в).



Слика 3.8: Поједностављена шема за рачунање резонантне учестаности.

затори уклоњени, у поређењу са сл. 3.7в. Ово значајно олакшава анализу, док је утицај на резонансу занемарљив.

Исписивањем система једначина на основу Кирхофових закона, добија се

Табела 3.3: Екстраховани параметри за конфигурације са сл. 3.7.

Конфигурације	f_r (GHz)	C (pF)	C_S (pF)	k_m	C_m (pF)
сл. 3.7а	5,8	0,74	0,102	0,29	0,055
сл. 3.7б	5,86	0,86	0,108	0,42	0,08

следећа матрична релација између струја и напона на портovima 1 и 2:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} j\omega(1 - L_S/L_m) & 1 \\ \frac{j}{\omega L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S) + j\omega C_m & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} \\ = \begin{bmatrix} -j\omega C_m L_S/L_m & 1 - \omega^2 L_m C_m(1/k_m^2 - 1) \\ \frac{j}{\omega L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S) & \frac{L}{L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S(1 - k_m^2)) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Услов за резонансу, односно непостојање трансмисије између портова, може се преформулисати као захтев да имамо нетривијално решење на левој страни, када је $V_2, I_2 = 0$ (тј. десна страна је једнака нули), што може бити испуњено само ако је детерминанта матрице на левој страни једнака нули:

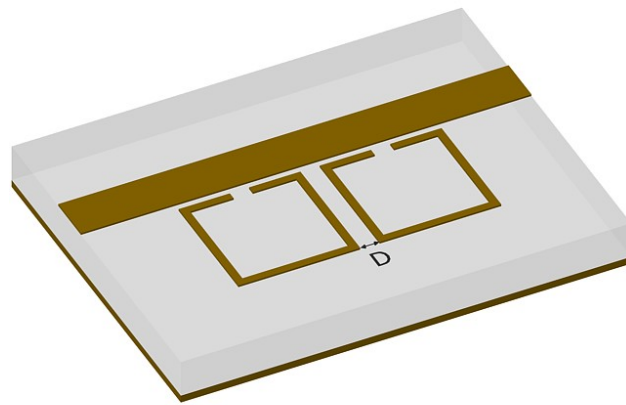
$$\frac{j}{\omega L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S) + j\omega C_m = \frac{j}{\omega L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S + \omega^2 L_m C_m) = 0 \quad (3.9)$$

што даје следећу резонантну фреквенцију:

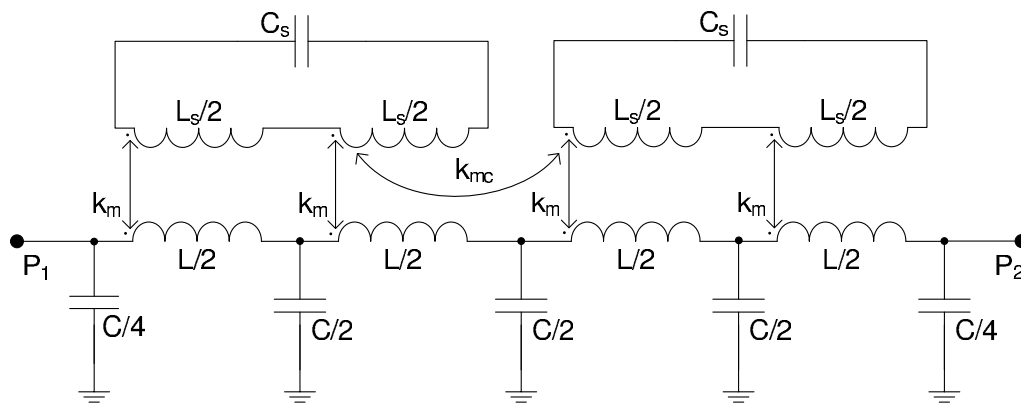
$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_S C_S - L_m C_m}} \quad (3.10)$$

са $L_m = k_m\sqrt{LL_S}$. Може се показати да, услед реципрочности ($S_{12} = S_{21}$), матрице на левој и десној страни (3.8) једнаке, али у овом случају је једноставније разматрати ону на левој страни.

Екстраховане вредности елемената кола (табела 3.3) добијене су после мале оптимизације параметара C_s , C_m и k_m , потребне због анализе поједностављеног кола. Може се видети да су вредности L , C_s и L_s веома сличне за обе структуре, док се C , C_m и k_m разликују. Разлика у C_m и k_m последица је јаче спреге са два СРР-а.



(a)



(б)

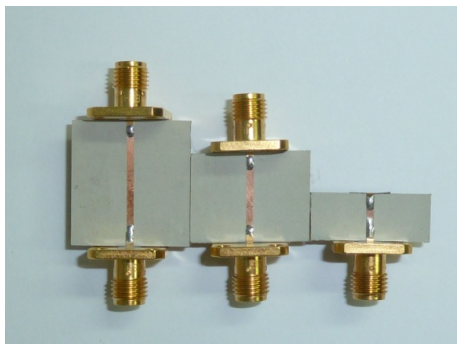
Слика 3.9: (а) Каскадирани СРР-ови (б) одговарајуће еквивалентно коло.

3.3.4 Каскадиране структуре

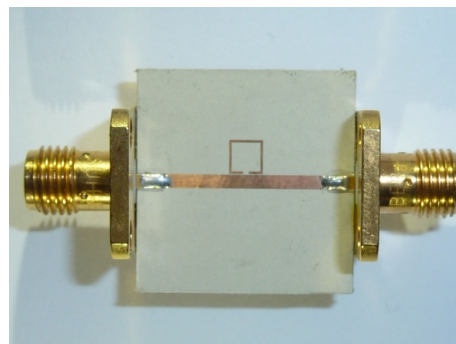
Јединичне ћелије, разматране горе, могу се каскадирати како би се добили филтри са унапређеним опсегом, као што је приказано на сл. 3.9а за СРР-ове са процепом паралелним и близу вода. Ова структуре се моделује еквивалентним колом са сл. 3.9б, са претходно екстрахованим параметрима, и додатном спрегом између резонатора, која се одређује из симулације два резонатора, и може се користити за моделовање произвољног броја спрегнутих СРР-ова, све док се спрега између несуседних елемената може занемарити. Добијени коефицијенти спреге k_{mc} за различита растојања између резонатора приказани су у табели 3.4.

Табела 3.4: Екстраховани коефицијент спреге између резонатора, k_{mc} .

D (mm)	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
k_{mc}	0,155	0,102	0,078	0,052	0,03



(a)



(б)

Слика 3.10: (а) Фабриковани наменски пројектовани LRL калибрациони сет за мерење S -параметара на референтним равнима и (б) микрострип вод оптерећен СРР-ом са паралелним процепом ближе воду.

3.4 Валидација модела и резултати

Како би се валидирани предложени еквивалентни модели и екстракција њихових параметара, биће упоређене магнитуде и фазе S -параметара добијених мерењем, симулацијама и на основу еквивалентних шема. Симулације су вршене коришћењем идеализованих материјала без губитака, пошто и еквивалентне шеме не укључују губитке. Ипак, одређени губици у симулацијама и мерењима су ипак присутни услед зрачења. Наравно, мерења укључују и губитке у металима и диелектрицима. Све структуре су симулиране у програму WIPL-D [51], и резултати су деембедовани на референтним равнима, означеним на сл. 3.1. Измерени S -параметри су такође деембедовани на референтним равнима коришћењем LRL (*Line-Reflect-Line*) калибрационог сета приказаног на сл. 3.10а, на анализатору мрежа Anritsu ME7838А. Фабриковани прототип микрострип вода оптерећеног са једним СРР-ом са паралелним процепом ближе воду приказан је на сл. 3.10б.

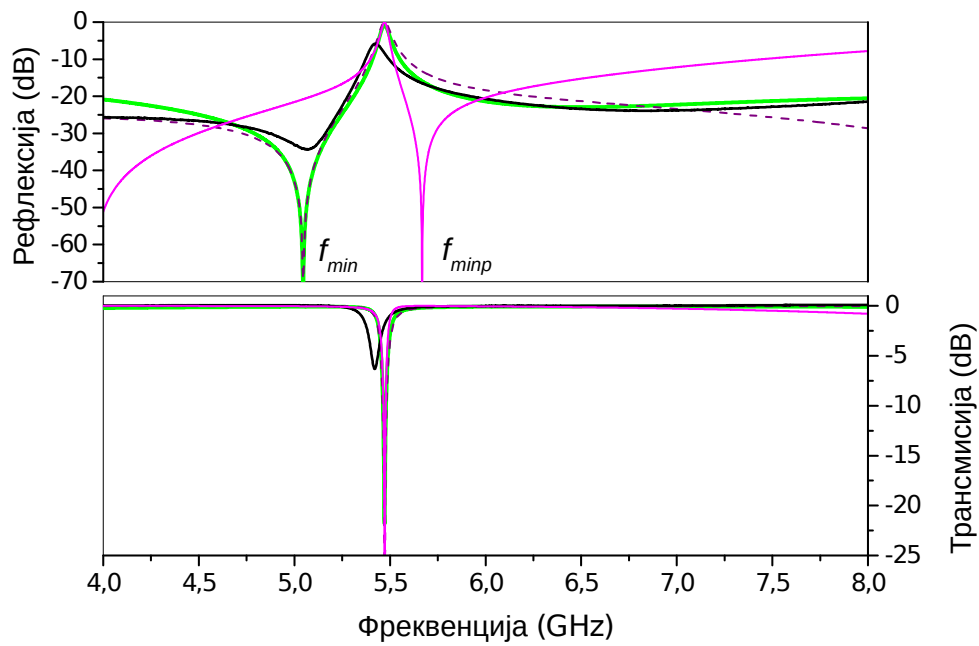
3.4.1 СРР-ови са паралелним процепом

Резултати добијени мерењем, симулацијом и анализом помоћу еквивалентне шеме коришћењем две П-ћелије (сл. 3.2б) за структуре са сл. 3.3а и 3.3в приказане су на сл. 3.11 и 3.12, респективно. Резултати се међусобно добро слажу у целом опсегу од 4 до 8 GHz. Мања одступања у магнитуди између еквивалентне шеме и мерења на сл. 3.11 налазе се на крају опсега, и могу се приписати присуству паразитног минимума S_{11} . Фреквенција овог минимума је око 8,8 GHz услед релативно слабе спреге (упоредити са сл. 3.5). Насупрот томе, резултати добијени са еквивалентном шемом која користи једну ћелију (сл. 3.2а) показују велико неслагање са симулацијама и мерењима, без обзира на вредност k_m . Заправо, овај поједностављени модел је тачан само на резонантној учестаности и у непосредној околини. Први минимум S_{11} јавља се на далеко нижој учестаности од измерене, и није могуће преклопити их за било коју реалну вредност k_m , у складу са (3). Коефицијенти спреге за еквивалентну шему са једном ћелијом добијени су поступком фитовања и њихове вредности су $k_m = 0,1$ за сл. 3.11 и $k_m = 0,23$ за сл. 3.12, за СРР са процепом даље од вода.

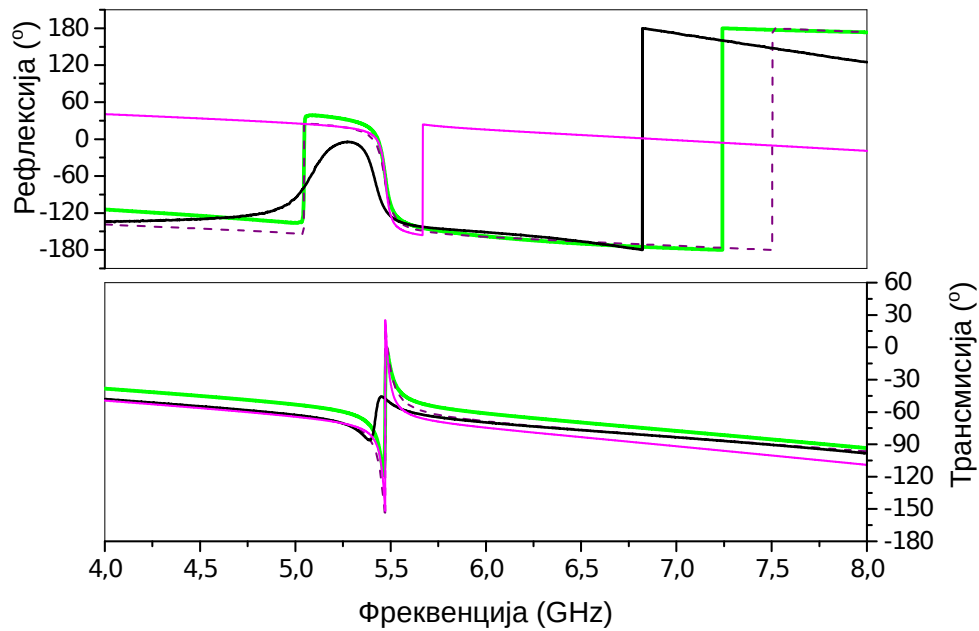
3.4.2 Микрострип вод са два СРР-а са асиметричним процепима

Поређење између симулације и еквивалентне шеме са једном и две ћелије, за микрострип вод оптерећен са два СРР-а са асиметричним процепима (један ближе воду, други даље од њега), дато је на сл. 3.13. За случај са шеме са две ћелије, може се видети скоро савршено слагање, и у магнитуди и у фази, у целом опсегу од 4 до 8 GHz.

За коло са једном ћелијом, добро поклапање се добија само око другог минимума, за коефицијенте спреге $k_{m1} = 0,16$ и $k_{m2} = 0,18$, што није очекивано, с обзиром да су спрегнуте гране СРР-ова веома различите (са и без процепа). Може се видети да је око друге резонансе неслагање не само у S_{11} , већ и у S_{21} , пошто није изводљиво померити трећи минимум ка вишој фреквенцији. Такође, први минимум S_{11} није уопште могуће поклопити са колом са једном ћелијом,

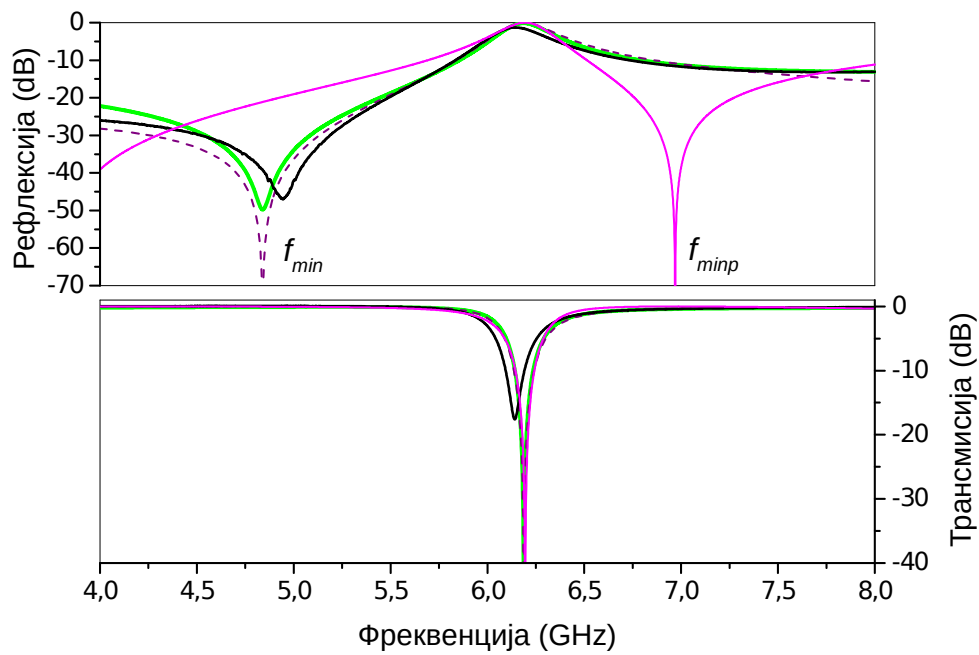


(a)

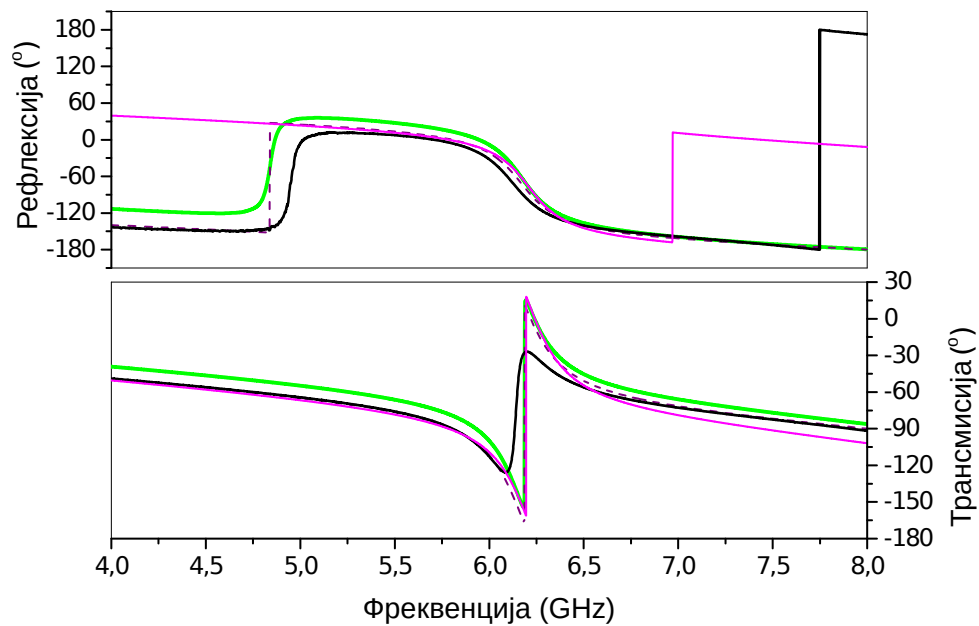


(б)

Слика 3.11: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две Π -ћелије за конфигурацију са сл. 3.3а.

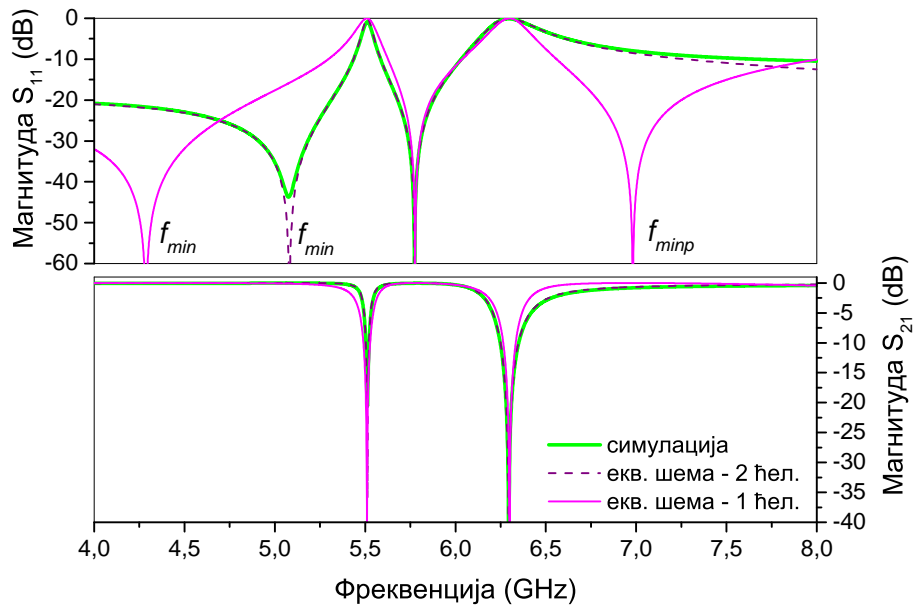


(a)

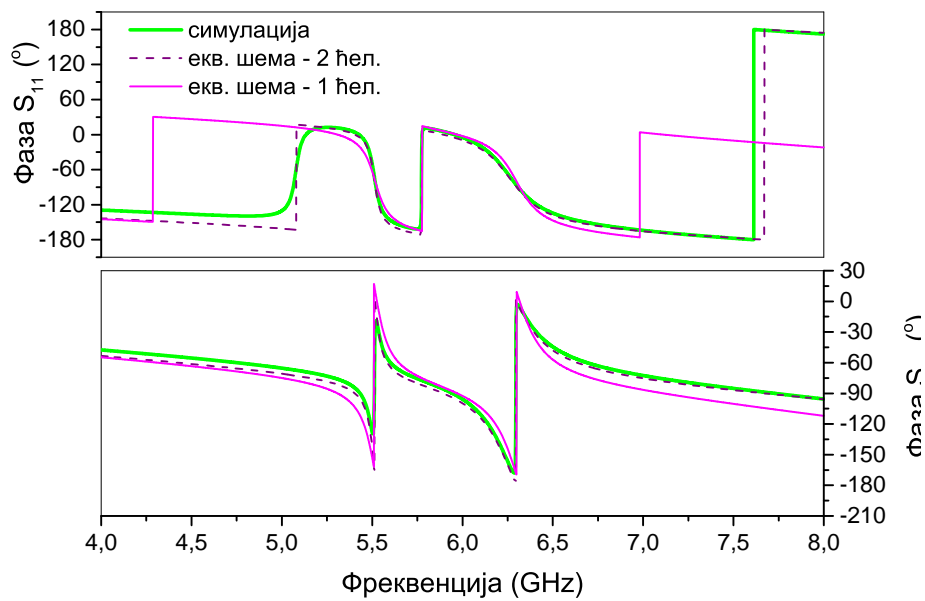


(б)

Слика 3.12: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 3.3в.



(а)



(б)

Слика 3.13: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 3.6а.

као што је предвиђено у секцији 3.3.1.

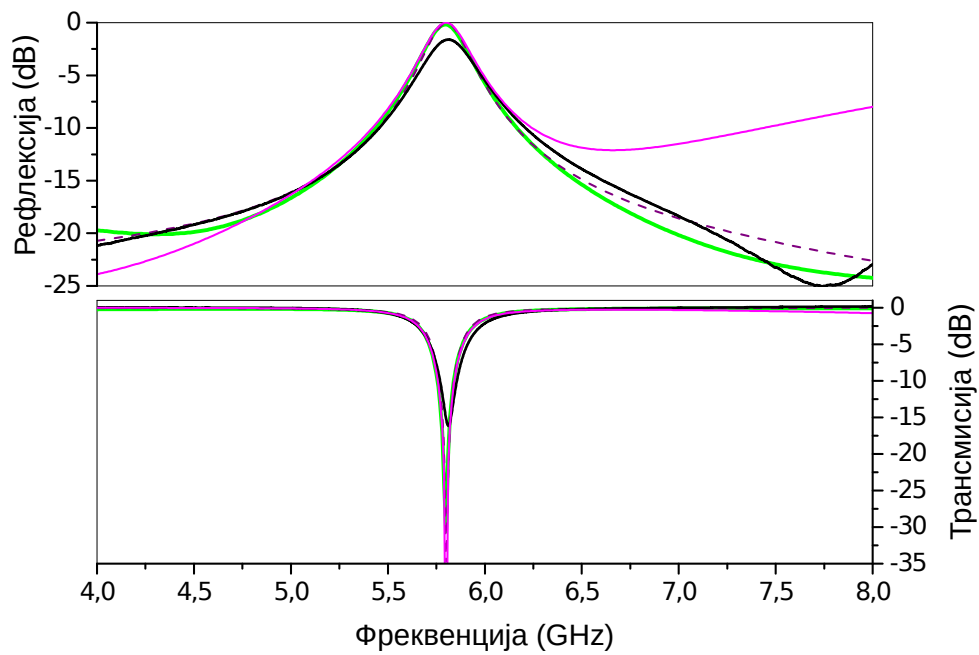
3.4.3 СРР-ови са нормалним процепом у односу на вод

Како би се показале предности унапређене шеме (сл. 3.7в) у односу на модел са једном ћелијом за СРР са нормалним процепом (сл. 3.7а), на сл. 3.14 упо- ређене су магнитуде и фазе S-параметара добијених мерењем, симулацијом и еквивалентном шемом са једном и две П-ћелије. Још једном, резултати за две ћелије су у веома добром слагању са симулацијама и мерењима у целом опсегу од 4 до 8 GHz. Треба приметити да у овом случају не постоји минимум рефлекс- сије испод резонансе СРР-а, као у случајевима са паралелним процепом. Иако је структура асиметрична, само магнитуда S_{11} је приказана (разлика са S_{22} је изражена само у фази). Еквивалентна шема са једном ћелијом се сада понаша много боље него у случајевима са паралелним процепом, али предложена шема са две ћелије је ипак боља у ширем опсегу. Екстраховани параметри за модел са једном ћелијом су $k_m = 0,28$, $C_m = 0,062$ pF.

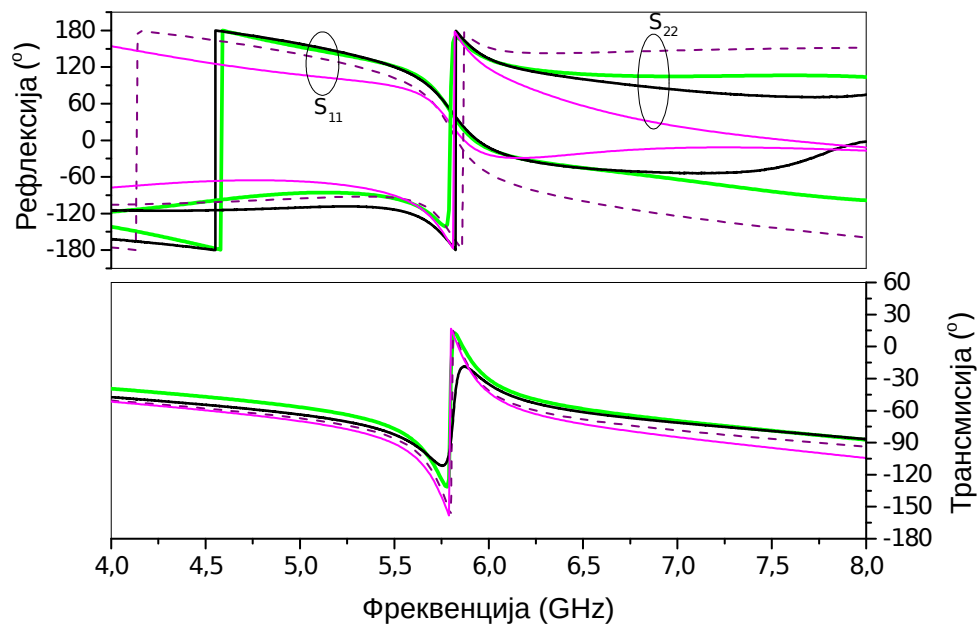
Резултати симулације и анализе помоћу еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 3.7б приказани су на сл. 3.15. Резултати за две ћелије су у веома добром слагању са симулацијом. Модел са једном ћелијом од- говара симулацији у ширем опсегу него у случају само једног СРР-а, и слагање је добро до 7,5 GHz. Екстраховани параметри кола за шему са једном ћелијом су $k_m = 0,39$ и $C_m = 0,095$ pF.

3.4.4 Каскадирани СРР-ови са процепом паралелним во- ду

Резултати симулације и еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за кон- фигурацију са сл. 3.9, за растојање између резонатора $D = 0,5$ mm, приказани су на сл. 3.16. Веома добро слагање добијено је у целом опсегу од интереса, и у магнитуди и у фази S-параметара, за модел са две П-ћелије. Насупрот томе, модел са једном П-ћелијом није у стању да поклопи рефлексiju, осим у уском опсегу око резонансе. Вредности коефицијената спреге добијене су фитовањем,

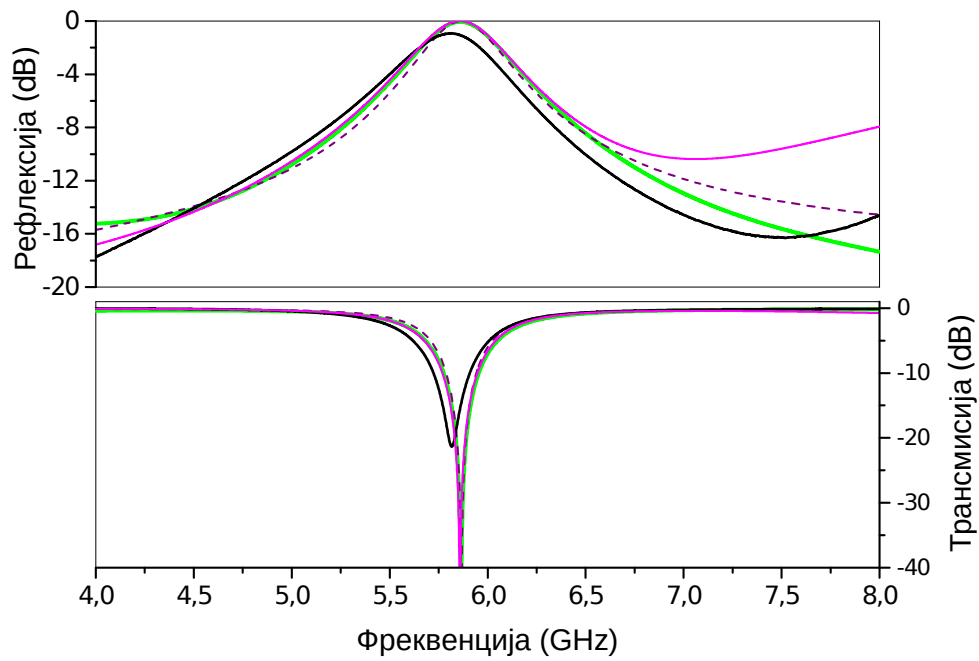


(a)

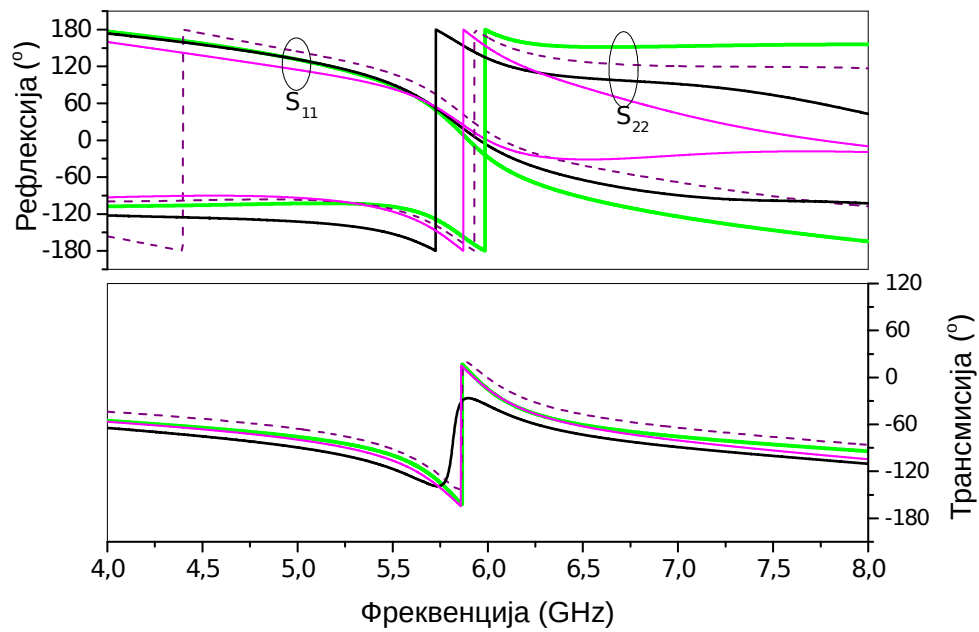


(б)

Слика 3.14: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 3.7а.

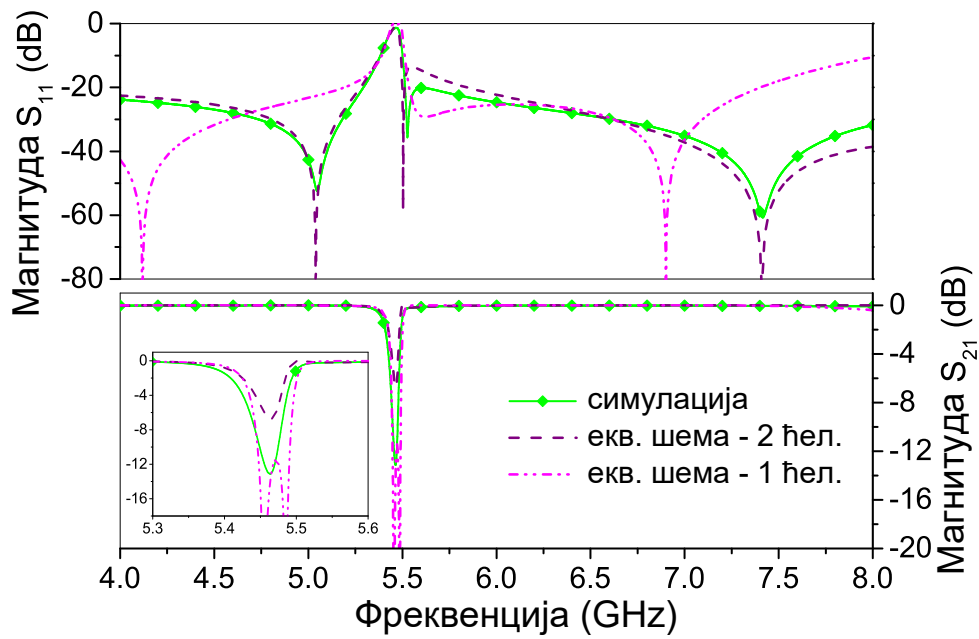


(a)

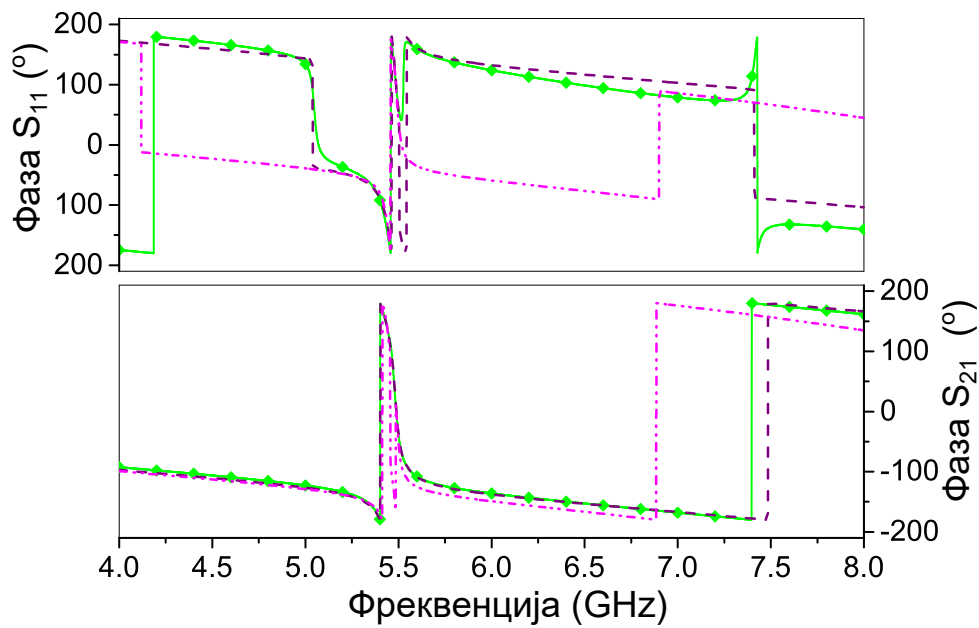


(б)

Слика 3.15: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 3.7б.



(a)



(б)

Слика 3.16: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две Π -ћелије за конфигурацију са сл. 3.9, за растојање $D = 0,5 \text{ mm}$.

и износе $k_m = 0,1$ и $k_{mc} = 0,015$.

3.5 Закључак

Предложена је унапређена еквивалентна шема за микрострип вод оптерећен сплит-ринг резонаторима. Различите оријентације СРР-а у односу на вод су анализирани: са паралелним процепом ближе и даље воду, као и са нормалним процепом. Штампани вод може бити спрегнут са једним СРР-ом са једне стране, или са два СРР-а постављена симетрично/асиметрично са обе стране вода. Овакве структуре испољавају одзив филтра непропусника опсега, али се предложене еквивалентне шеме лако могу модификовати у пропуснике опсега додавањем паралелне индуктивности.

Без обзира да ли је у питању структура са једним или два симетрична СРР-а, користи се иста еквивалентна шема, само са различитим параметрима. Неки од њих се одређују на основу модела вишепроводничког вода (L, C, L_s) док се преостали (C_s и k_m) добијају на основу аналитичких израза који их повезују са карактеристичним фреквенцијама – резонансом и минимумом коефицијента рефлексије, добијеним из симулације. Једини параметар који је неопходно оптимизовати јесте електрична спрега присутна у случају СРР-а са нормалним процепом.

Најважнија предност предложеног модела са две ћелије јесте приближно двоструко већи опсег у коме је могуће преклопити минимум рефлексије добијен из симулације. Ово је постигнуто без повећања параметара кола у односу на модел са једном ћелијом. Такође, унапређена еквивалентна шема боље апроксимира дистрибуирану природу вода, и помера паразитни минимум рефлексије изнад резонансе СРР-а на значајно више фреквенције, у поређењу са моделом са једном ћелијом. Због свега тога, фреквенцијски опсег са добрим поклапањем је значајно увећан.

Више узорака је фабриковано и измерено како би се валидирала процедура екстракције параметара. Врло добро слагање између измерених и симулираних S-параметара и предложене унапређене шеме добијено је у широком фреквен-

цијском опсегу, и у магнитуди и у фази. Насупрот томе, показано је да конвенционални модел са једном ћелијом ради добро само у уском опсегу. Предложени модел се лако примењује на каскадиране структуре, као што је демонстрирано са две јединичне ћелије са различитим међусобним растојањима. Каскадирани модел је валидиран помоћу симулације, и добијено је веома добро слагање.

Глава 4

Теорија спрегнутих модова

4.1 Увод

4.1.1 Мотивација

У претходној глави приказано је моделовање јединичних ћелија микроталасних метаматеријала помоћу еквивалентних шема. Овакав начин анализе се преовлађујуће користи у литератури, и примењив је на широк спектар различитих структура и повезаних ефеката [27, 52, 56, 60]. Упркос томе, апроксимација помоћу еквивалентне шеме инхерентно поседује неке особине, које се могу показати као нежељене. На пример, структура по којој се простире вођени талас (вод или таласовод) моделује се као једна или више секција елемената са концентрисаним параметрима (калема и кондензатора), што у суштини представља нископропусни филтар. Ово може узроковати нефизичке резонансе. Конкретно, често је пожељно имати (апроксимативне) изразе за параметре расејања – рефлексију и трансмисију. У овом раду то је мотивисано жељом за проучавањем ефекта класичне аналогије електромагнетно индуковане транспаренције (ЕИТ). У принципу, параметре расејања је увек могуће израчунати полазећи од еквивалентне шеме, међутим показује се да то није најпогоднији приступ. Разлог за то је што еквивалентна шема, у суштини, представља графички начин за репрезентацију система диференцијалних једначина за струје и напоне. За расејање се, насупрот томе, користе таласни параметри, који се могу интерпретирати као

други базис за опис поља на воду.¹ Природније је проблем разматрати у овом базису, што нам управо омогућава теорија спрегнутих модова (ТСМ).

4.1.2 Историјат

Прва појављивања теорије спрегнутих модова у литератури потичу из 1950-их година, управо у области микроталасне технике. Била је примењена за анализу цеви са путујућим таласом [61], осцилатора са инверзним таласом (*backward-wave*) [62], као и параметарских појачавача, осцилатора и конвертора фреквенције [63]. Паралелно су се јавиле примене у таласоводима [64, 65], где су касније укључене и периодичне структуре [66].

Ови први радови нису били строго формално засновани, већ су модови идентификовани на основу искуства, а њихова динамика је извођена из енергетских разматрања. Ригорозно извођење ТСМ дао је Шелкунов, помоћу развоја поља преко модова неспрегнутог система [67]. Једначине ТСМ су еквивалентне Максвеловим једначинама уколико модови чине комплетан скуп. У пракси, обично се користи мањи број модова; у том случају једначине ТСМ могу се извести из варијационог принципа, при чему стационарност обезбеђује могућност добре апроксимације [68].

Током седамдесетих година, ТСМ је развијена за оптичке таласоводе [69, 70, 71]. Успешно је примењивана за анализу многих оптоелектронских и фибер оптичких уређаја, као што су различити таласоводи и оптичка влакна [72, 73], спрежници [74], ласери [75], итд.

У класичној ТСМ претпоставка је да су модови међусобно ортогонални, што је испуњено уколико се разматра јединствена структура без губитака. Уколико се за експанзију користе модови различитих референтних структура, ортогоналност не мора нужно да важи. У том случају класична формулација ТСМ није коректна, због чега је у новије време развијана неортогонална ТСМ [76, 77].

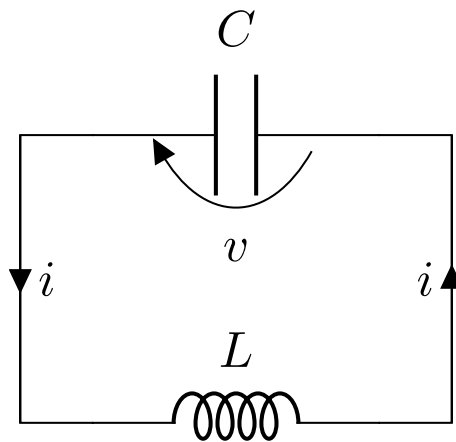
Независна променљива у ТСМ може бити или просторна координата или време; у зависности од тога говоримо о спрезању модова у простору или вре-

¹Због краткоће, у овој глави ћемо надаље говорити само о водовима, имајући у виду било коју структуру за вођење електромагнетног таласа.

мену [78]. Просторна варијанта ТСМ коришћена је за анализу периодичних структура, нпр. микрострип водова са периодичним пертурбацијама у проводној равни, који припадају класи тзв. структура са фотонским зонским процесом (*photonic band-gap, PBG*) [79]. Временска (темпорална) ТСМ примењена је за проучавање структура на бази метаматеријала у микроталасном опсегу у реф. [80], чији ће главни резултати бити приказани касније.

4.1.3 Хеуристички приступ

У овој секцији биће изложене основе теорије спрегнутих модова, следећи [78]. Овај приступ није строго формалан, и донекле се заснива на интуитивним аргументима. Међусобни утицаји различитих модова ће се узимати преко линеарних чланова; математички, ово је апроксимација која је оправдана ако је спрега слаба. Претпостављаће се да су сви системи без губитака; уколико је потребно, губици се могу узети у обзир као додатна пертурбација [78].



Слика 4.1: Резонантно коло.

Прво ће бити размотрено LC коло као пример изолованог резонатора (сл. 4.1). Напон и струја задовољавају диференцијалне једначине:

$$v = L \frac{di}{dt}; \quad i = -C \frac{dv}{dt}. \quad (4.1)$$

Сменом се лако може добити једначина линеарног хармонијског осцилатора, са резонантном фреквенцијом $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$. Амплитуда позитивне фреквенције

дефинише се као:

$$\alpha = \sqrt{\frac{C}{2}} \left(v + j\sqrt{\frac{L}{C}}i \right), \quad (4.2)$$

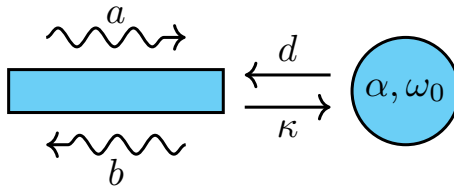
која задовољава диференцијалну једначину првог реда

$$\frac{d\alpha}{dt} = j\omega_0\alpha. \quad (4.3)$$

Нормализација у 4.2 је погодно одабрана тако да квадрат амплитуде α одговара снази:

$$|\alpha|^2 = \frac{C}{2}|V|^2 = W, \quad (4.4)$$

док фаза одговара тренутној фази осцилација. За комплетан опис, потребно би било увести и променљиву, комплексно-конјуговану у односу на (4.2), али показује се да је њу могуће занемарити. На овај начин је опис резонатора поједностављен.



Слика 4.2: Спрега резонантног мода и вода.

Наравно, случај усамљеног резонатора није посебно занимљив; права вредност овог приступа се показује приликом разматрања спреге са водом. На сл. приказан је најједноставнији случај. У овом случају, јављају се два ефекта:

- енергија резонатора „дури“ у таласе на воду, што резонантни мод види као ефективне губитке;
- инцидентни таласи врше побуду резонантног мода.

Најједноставнији пример шематски је приказан на сл. 4.2, где је вод на свом крају спрегнут са резонантним модом. Поље на воду описано је таласним коефицијентима инцидентног, a , и рефлектованог таласа, b , према уобичајеној дефиницији за S -параметре. Математички, једначина (4.3) ће бити модификована на следећи начин

$$\frac{d\alpha}{dt} = j\omega_0\alpha - \gamma\alpha + \kappa a, \quad (4.5)$$

где γ представља коефицијент слабљења, а κ коефицијент спреге инцидентног таласа и резонантног мода. За побуду константне фреквенције ω , решење (4.5) гласи:

$$\alpha = \frac{\kappa a}{j(\omega - \omega_0) + \gamma}. \quad (4.6)$$

С друге стране, рефлектовани талас на воду износиће

$$b = S_{11}^{(0)} a + d\alpha, \quad (4.7)$$

где је $S_{11}^{(0)}$ коефицијент рефлексије у одсуству резонатора, а d коефицијент спреге са рефлектованим таласом. Полазећи од закона одржања енергије, и симетрије Максвелових једначина у односу на измену знака времена, показује се да важи

$$\kappa = d, \quad \gamma = \frac{1}{2}|d|^2. \quad (4.8)$$

Комбиновањем (4.6) и (4.7) лако се добија израз за модификовани коефицијент рефлексије услед присуства резонатора:

$$S_{11} = \frac{b}{a} = S_{11}^{(0)} + \frac{d}{j(\omega - \omega_0) + |d|^2/2}. \quad (4.9)$$

У случају два међусобно спрегнута резонатора, динамика система има следећи облик:

$$\frac{d\alpha_1}{dt} = j\omega_1\alpha_1 + \kappa_{12}\alpha_2, \quad (4.10)$$

$$\frac{d\alpha_2}{dt} = j\omega_2\alpha_2 + \kappa_{21}\alpha_1, \quad (4.11)$$

при чему због одржања енергије важи $\kappa_{12} = \kappa_{21}$.

Изразе (4.3)–(4.11) могуће је генерализовати на случај n (потенцијално спрегнутих) резонатора и m улазно/излазних таласних портова

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{bmatrix} = (j\mathbf{\Omega} - \mathbf{\Gamma}) \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{bmatrix} + \mathbf{D}^T \begin{bmatrix} a_1 \\ \dots \\ a_m \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

за резонаторе, и

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_m \end{bmatrix} = \mathbf{S}^{(0)} \begin{bmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_m \end{bmatrix} + \mathbf{D} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{bmatrix}; \quad (4.13)$$

за рефлектоване таласе, где су

$$\mathbf{\Omega} = \begin{bmatrix} \omega_1 & \cdots & \kappa_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \kappa_{1n}^* & \cdots & \omega_n \end{bmatrix}; \quad \mathbf{D} = \begin{bmatrix} d_{11} & \cdots & d_{1m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ d_{n1} & \cdots & d_{nm} \end{bmatrix}; \quad \mathbf{\Gamma} = \frac{1}{2}\mathbf{D}^\dagger\mathbf{D}; \quad (4.14)$$

а $\mathbf{S}^{(0)}$ представља „директну“ матрицу расејања, која карактерише систем у одсуству резонатора. Додатно, може се показати да важи следећа релација

$$\mathbf{S}^{(0)}\mathbf{D}^* = -\mathbf{D}, \quad (4.15)$$

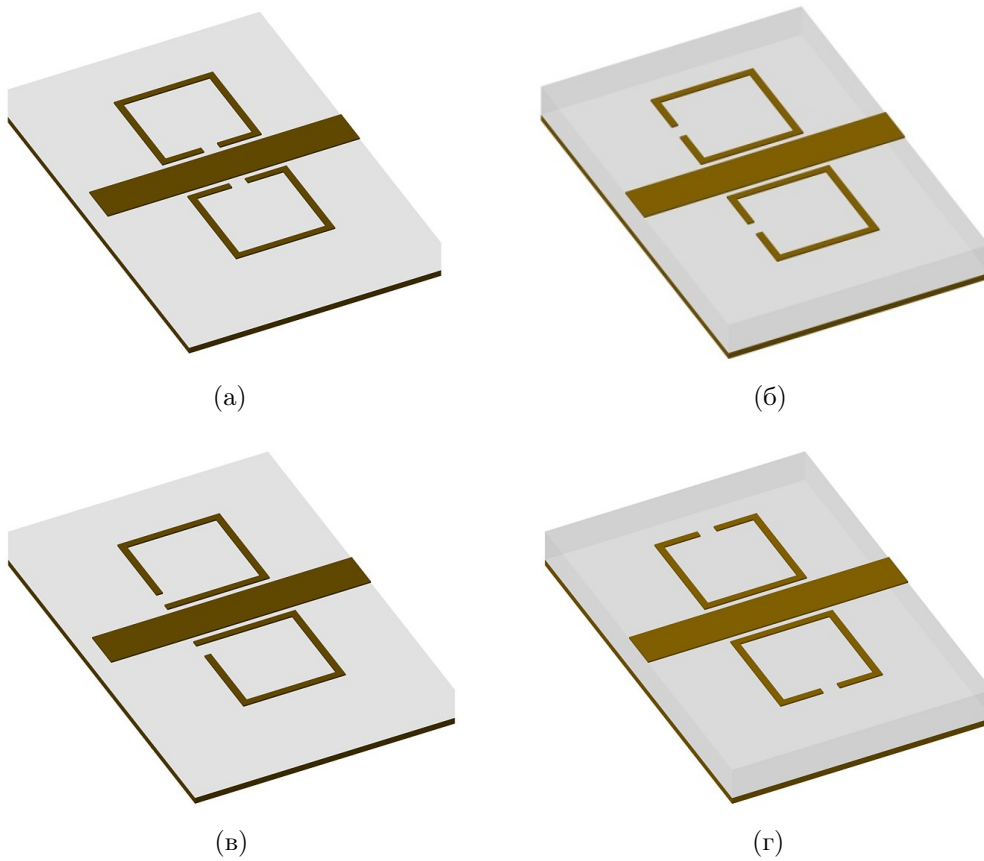
помоћу које је могуће одредити фазе елемената матрице \mathbf{D} [77].

4.2 Примена

4.2.1 Антисиметрични сплит рингови

Микрострип водови, оптерећени са СРР резонаторима са варијабилним положајем процепа, приказани су на сл. 4.3-4.4. У општем случају, постојаће спрега између два СРР-а, на основу чега се очекују две резонансе у спектру, услед цепања. Геометрије на сл. 4.3 поседују рефлексиону симетрију у односу на раван, нормалну на супстрат, која садржи централну осу вода. Због ове симетрије, један мод не може бити побуђен, због чега ће бити присутна само једна резонанса у трансмисији [60]. С друге стране, геометрије на сл. 4.4, које ћемо називати *антисиметричним*, не поседују раван симетрије; уместо тога, симетричне су у односу на ротацију од 180° око централне тачке. У наставку ће ТСМ и анализа помоћу еквивалентне шеме бити примењена на структуре са сл. 4.4.

Оно што антисиметричне структуре чини занимљивим јесте да испољавају мешовиту (електричну и магнетну) спрегу СРР-ова са водом, као и незанемарљиву спрегу између самих прстенова, а притом су електрично симетричне, због чега је могуће поједностављено их анализирати преко парне и непарне побуде. За разлику од структура са раванском симетријом, поседују две резонансе у трансмисионом спектру, које се могу независно подешавати. Са практичне тачке гледишта, ове структуре могу послужити као основа занимљивих ефеката, као што је класична аналогија ЕИТ-а [81, 82, 83].

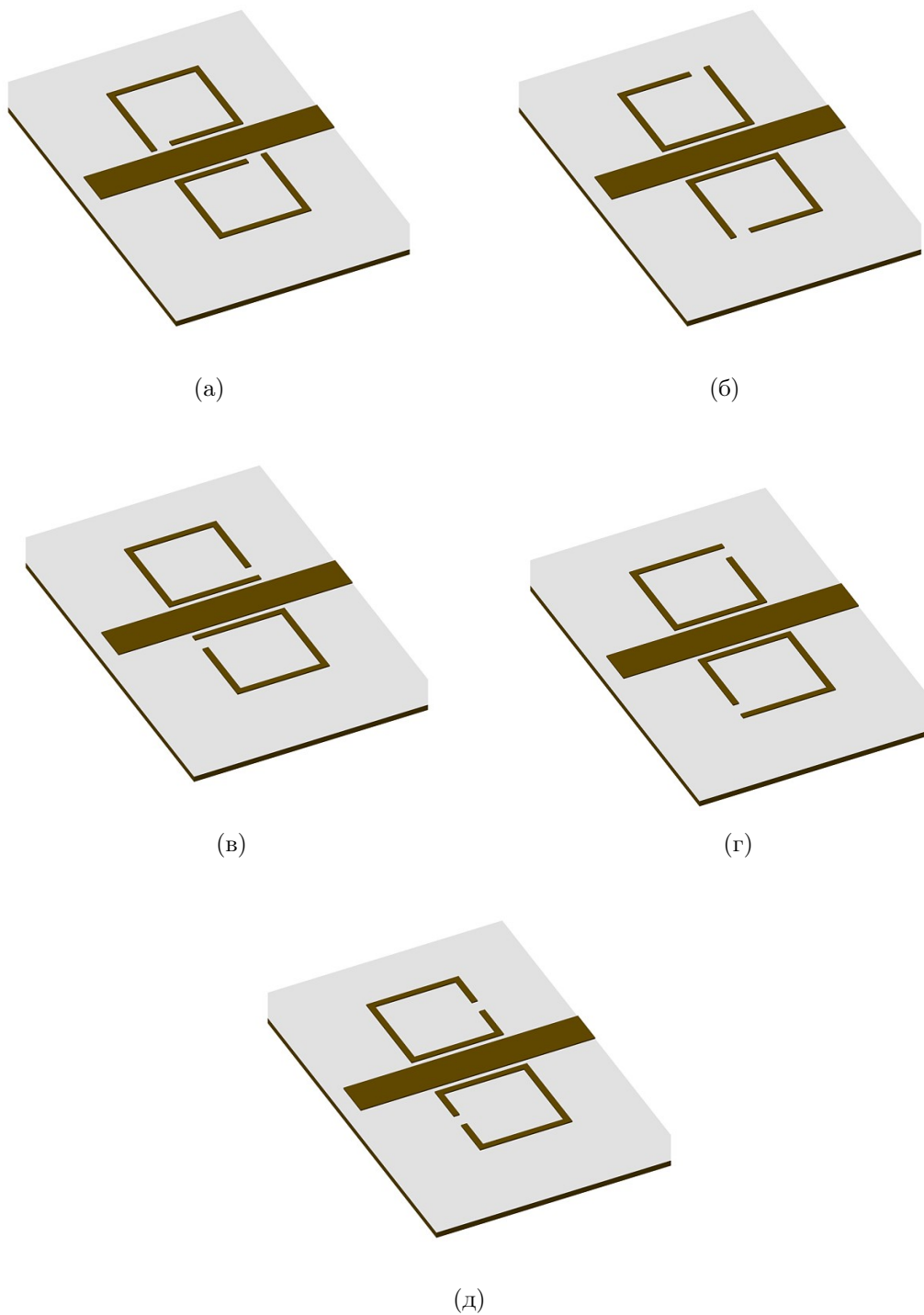


Слика 4.3: Микрострип вод спрегнут са два СРР-а у симетричној конфигурацији.

4.2.2 Анализа помоћу ТСМ

Шематски приказ геометрија са сл. 4.3–4.4, у контексту ТСМ, дат је на сл. 4.5. Систем се састоји од два резонатора и поседује два улазно/излазна порта, због чега димензије матрица \mathbf{D} , \mathbf{S} и $\mathbf{\Omega}$, дефинисаних у (4.14), износе 2×2 . Узимајући у обзир ротациону симетрију система, може се закључити да ове матрице имају следећи облик:

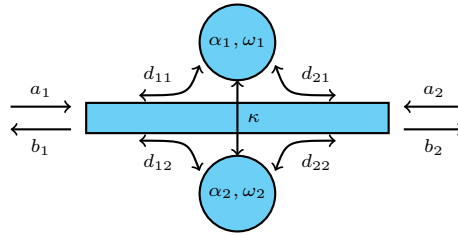
$$\mathbf{S}^{(0)} = \begin{bmatrix} S_{11}^{(0)} & S_{21}^{(0)} \\ S_{21}^{(0)} & S_{11}^{(0)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{D} = \begin{bmatrix} d_1 & d_2 \\ d_2 & d_1 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{\Omega} = \begin{bmatrix} \omega_0 & -\kappa \\ -\kappa & \omega_0 \end{bmatrix}, \quad (4.16)$$



Слика 4.4: Микрострип вод спрегнут са два СРР-а у антисиметричној конфигурацији.

при чему $\kappa \in \mathbb{R}$ у овом случају. У устаљеном режиму побуде, после замене (4.12) и (4.16) у (4.13), лако се добија решење за укупну трансмисију кроз систем:

$$S_{21} = S_{21}^{(0)} + \frac{(d_1 + d_2)^2}{2j(\omega - \omega_0 - \kappa) + |d_1 + d_2|^2} - \frac{(d_1 - d_2)^2}{2j(\omega - \omega_0 + \kappa) + |d_1 - d_2|^2}, \quad (4.17)$$



Слика 4.5: Вод бочно спрегнут са два резонатора.

и за рефлексију:

$$S_{11} = S_{11}^{(0)} + \frac{(d_1 + d_2)^2}{2j(\omega - \omega_0 - \kappa) + |d_1 + d_2|^2} + \frac{(d_1 - d_2)^2}{2j(\omega - \omega_0 + \kappa) + |d_1 - d_2|^2}. \quad (4.18)$$

У изразима (4.17)-(4.18), први разломак одговара парном (симетричном) а други немарном (антисиметричном) моду спрегнутих резонатора. Резонантне учестаности ових модова су $\omega_{\pm} = \omega_0 \pm \kappa$ и Q -фактори:

$$Q_{\pm} = \omega_{\pm}/\gamma_{\pm}, \quad \gamma_{\pm} = |d_1 \pm d_2|^2 \quad (4.19)$$

где знак (+) одговара парном, а (-) непарном моду [80].

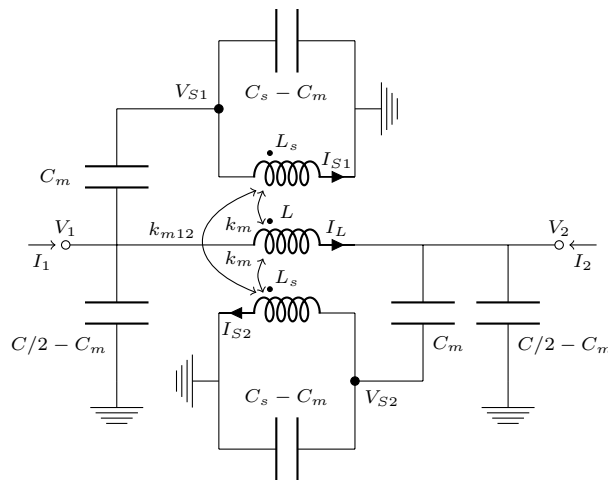
4.2.3 Анализа помоћу еквивалентне шеме

Еквивалентна шема за антисиметричну геометрију (сл. 4.4) приказана је на сл. 4.6. Укључује електричну и магнетну спрегу СРР-ова са водом, као и међусобну спрегу СРР-ова. Због једноставности, за анализу у овој секцији биће коришћена шема са једном П-ћелијом; приликом поређења резултата биће укључена и шема са две ћелије.

Шема са сл. 4.6 је електрично симетрична, због чега је погодно анализирати је преко парне/непарне побуде [84]. Међутим, она не поседује рефлексиону симетрију, због чега није могуће одредити парне и непарне адмитансе на стандардни начин, постављањем електричног и магнетног зида у равни симетрије. Уместо тога, биће показано како се ротациона симетрија кола може искористити да се добију тражене адмитансе.

Табела 4.1: Одзиви у еквивалентном колу за парну и непарну побуду.

парна	непарна
$V_1 = V_2$	$V_1 = -V_2$
$I_{S1} = I_{S2}$	$I_{S1} = -I_{S2}$
$V_{S1} = V_{S2}$	$V_{S1} = -V_{S2}$
$I_L = 0$	I_L произвољно



Слика 4.6: Еквивалентна шема за структуре са сл. 4.4.

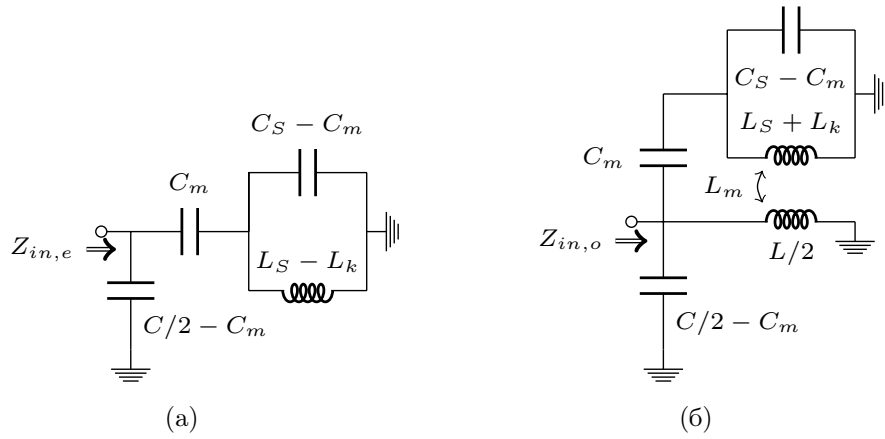
На почетку приметимо да сви одзиви у колу представљају билинеарне функције улазних параметара, нпр.

$$I_{S1} = \mathcal{L}_{I_{S1}}(V_1, V_2) = -\mathcal{L}_{I_{S1}}(-V_1, -V_2). \quad (4.20)$$

Услед антисиметрије, следећа релација мора важити (за референтне смерове са сл. 4.6):

$$I_{S2} = \mathcal{L}_{I_{S2}}(V_1, V_2) = \mathcal{L}_{I_{S1}}(V_2, V_1). \quad (4.21)$$

Коришћењем (4.20) и (4.21), могуће је одредити релације за одзиве у колу, при парној и непарној побуди, и оне су сумиране у табели 4.1. На основу тога, могуће је одредити поједностављена кола за парну и непарну екситацију, која су приказана на сл. 4.7. На основу њих можемо израчунати парну и непарну



Слика 4.7: Еквивалентна шема за (а) парну и (б) непарну побуду ($L_k = k_{m12}L_S$).

адмитансу, $y_{e,o}$, нормализовану на $Y_0 = \sqrt{C/L}$

$$\begin{aligned}
 y_e &= y_e^{\Pi} + \frac{j}{2} \frac{\omega}{\omega_{LC}} \frac{2\gamma_e^2}{1 - \omega^2/\omega_e^2}, \\
 y_e^{\Pi} &= \frac{j}{2} \frac{\omega}{\omega_{LC}} (1 - 2k_e^2), \\
 y_o &= y_o^{\Pi} + \frac{j}{2} \frac{\omega}{\omega_{LC}} \frac{2\gamma_o^2}{1 - \omega^2/\omega_o^2}, \\
 y_o^{\Pi} &= \frac{j}{2} \frac{\omega}{\omega_{LC}} (1 - 2k_e^2) - 2j \frac{\omega_{LC}}{\omega};
 \end{aligned} \tag{4.22}$$

где је

$$\begin{aligned}
 \gamma_e &= k_e, \\
 \gamma_o &= 2\omega_{LC} \sqrt{L_S C_S k_m} - k_e, \\
 \omega_e &= 1/\sqrt{L_S C_S (1 - k_{m12})}, \\
 \omega_o &= 1/\sqrt{L_S C_S (1 + k_{m12} - 2k_m^2)}, \\
 \omega_{LC} &= 1/\sqrt{LC}.
 \end{aligned} \tag{4.23}$$

У (4.22) раздвојени су нерезонантни делови адмитанси преко чланова $y_{e,o}^{\Pi}$. Они представљају парну и непарну адмитансу само Π -ћелије на 4.6, односно потичу само од вода.² Ова нотација ће олакшати поређење са резултатима ТСМ, као

²Треба приметити да су $y_{e,o}^{\Pi}$ пертурбовани у односу на изоловани вод, услед присуства СРР-ова, али овај ефекат је врло мали.

што ће се видети касније. Према [84], коефицијент трансмисије, S_{21} , износи:

$$\begin{aligned} S_{21} &= \frac{1}{2}(S_{11,e} - S_{11,o}) \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{1 - y_e}{1 + y_e} - \frac{1 - y_o}{1 + y_o} \right). \end{aligned} \quad (4.24)$$

Нерезонантни део трансмисије може се изразити преко чланова $y_{e,o}^{\Pi}$ (4.22):

$$S_{21}^{\Pi} = \frac{1}{2} (S_{11e}^{\Pi} - S_{11o}^{\Pi}), \quad S_{11e,o}^{\Pi} = \frac{1 - y_{e,o}^{\Pi}}{1 + y_{e,o}^{\Pi}}, \quad (4.25)$$

Што је еквивалентно матрици „директног“ расејања $\mathbf{S}^{(0)}$ из секције 4.2.2. Замењом (4.22), (4.23) и (4.25), после сређивања, добија се коначни израз за трансмисију:

$$S_{21} = S_{21}^{\Pi} - \frac{S_{11,e}^{\Pi} \gamma'_e}{j(\omega^2 - \varpi_e^2) + \gamma'_e} + \frac{S_{11,o}^{\Pi} \gamma'_o}{j(\omega^2 - \varpi_o^2) + \gamma'_o}, \quad (4.26)$$

где је

$$\gamma'_{e,o} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{1 + y_{e,o}^{\Pi}} \right\} \frac{\omega}{\omega_{LC}} \omega_{e,o}^2 \gamma_{e,o}^2, \quad (4.27)$$

$$\varpi_{e,o} = \omega_{e,o} - \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{1 + y_{e,o}^{\Pi}} \right\} \frac{\omega}{\omega_{LC}} \omega_{e,o}^2 \gamma_{e,o}^2. \quad (4.28)$$

Облик (4.26) је намерно изабран како би се нагласила аналогија са резултатом ТСМ (4.17). Важна разлика је да, уместо константних вредности за ТСМ, у (4.26) имамо функције учестаности, дефинисане са (4.27)–(4.28). Ипак, ове функције споро варирају у поређењу са резонантним члановима, због чега су оба израза приближно еквивалентна у околини резонанси. У табели 4.2 приказано су релације које повезују параметре кола са константама за ТСМ, које се могу одредити на овај начин фиксирањем ω на жељеној фреквенцији [80].

Фреквенцијска зависност ефективних резонантних фреквенција модова $\varpi_{e,o}$ и јачина спреге $\gamma'_{e,o}$ у (4.26)–(4.28) може бити образложена на следећи начин. П-ћелија која у колу представља вод се такође понаша као резонатор, додуше са знатно вишом резонантном фреквенцијом од СРР-ова. Ипак, спрега са водом узрокује фреквенцијски зависну пертурбацију, евидентну у (4.27)–(4.28). Како би се добили аналитички изрази за параметре расејања, који су довољно једноставни да би били практично употребљиви, обично је неопходно занемарити овакве пертурбације. Међутим, ово није лак задатак полазећи од Кирхофових

Табела 4.2: Релације између константи за ТСМ и параметара кола.

ТСМ	Еквивалентна шема
ω_+	$\omega_e - \text{Im} \left\{ \frac{1}{1+y_e^{\text{II}}} \right\} \frac{\omega\omega_e^2}{\omega_{LC}(\omega+\omega_e)} \gamma_e^2$
ω_-	$\omega_o - \text{Im} \left\{ \frac{1}{1+y_o^{\text{II}}} \right\} \frac{\omega\omega_o^2}{\omega_{LC}(\omega+\omega_o)} \gamma_o^2$
γ_+	$\text{Re} \left\{ \frac{1}{1+y_e^{\text{II}}} \right\} \frac{2\omega\omega_e^2}{\omega_{LC}(\omega+\omega_e)} \gamma_e^2$
γ_-	$\text{Re} \left\{ \frac{1}{1+y_o^{\text{II}}} \right\} \frac{2\omega\omega_o^2}{\omega_{LC}(\omega+\omega_o)} \gamma_o^2$

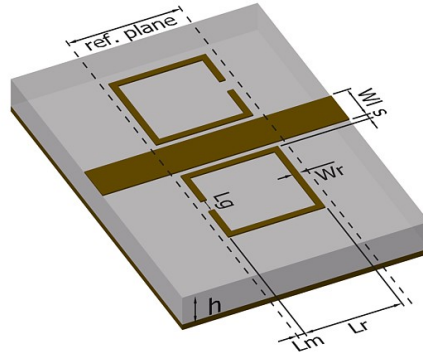
закона за еквивалентно коло, пошто је тешко унапред знати шта се може занемарити, а шта не. Насупрот томе, ТСМ даје изразе као што су (4.17) директно, зато што инхерентно раздваја трансмисиони медијум и резонаторе, осим спреге првог реда. Због тога, она представља природни алат за анализу расејања у системима спрегнутих резонатора.

4.3 Резултати и поређење

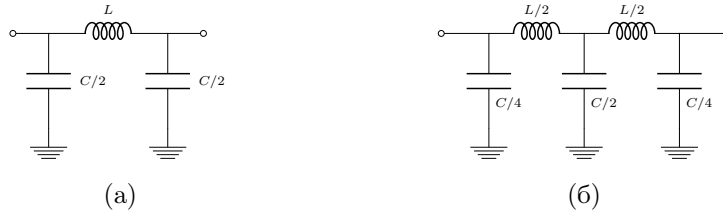
4.3.1 Валидација аналогije између два модела

Како би се тестирали предложени модели и упоредили њихови резултати, извршена је 3Д електромагнетна симулација структура са сл. 4.4, док су (а), (б), (в) и (д) такође фабриковани и измерени. Релевантне димензије дате су на сл. 4.8, а коришћени диелектрични супстрат је Rogers RO3010 са $\varepsilon_r = 10,2$.

Најпре су одређени параметри еквивалентног кола. Како би се добили L , C и L_S , микрострип вод и две најближе гране CPP-а су моделовани као сек-



Слика 4.8: Релевантне димензије: $h = 1,27 \text{ mm}$, $L_r = 3 \text{ mm}$, $L_m = 0,25 \text{ mm}$, $L_g = 0,5 \text{ mm}$, $W_r = 0,2 \text{ mm}$, $W_l = 1,2 \text{ mm}$ и $s = 0,1 \text{ mm}$.



Слика 4.9: Еквивалентна шема вода са: (а) једном, и (б) две П-ћелије.

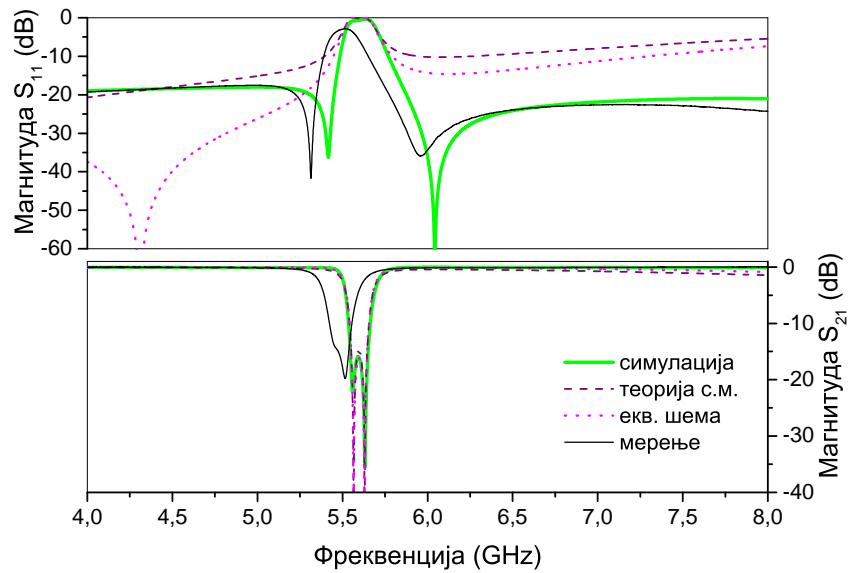
ција вишепроводничког вода. Програм LINPAR [58] је коришћен за нумерички прорачун квази-статичких параметара. На овај начин се добијају подужне капацитивности и индуктивности, из којих се тражене вредности L , C и L_S добијају множењем са одговарајућим дужинама [60]. Преостали параметри се добијају фитовањем кривих на резултате симулација.

Нелдер–Мидова симплекс метода [85] је коришћена за фитовање, са функцијом грешке која интегрално апсолутну разлику (L^1 норму) између симулираних података и параметризованог модела, у спектру од 4 GHz до 8 GHz:

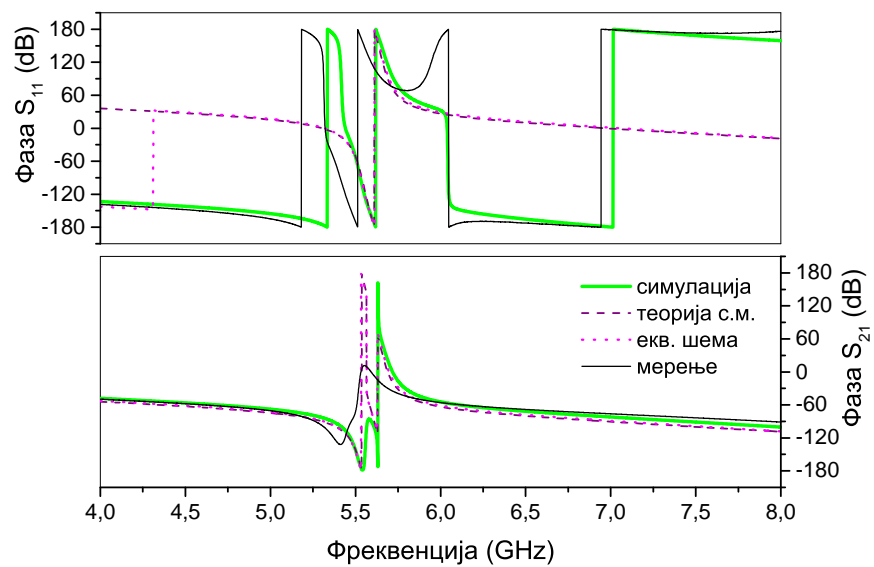
$$\text{Err} = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 |S_{ij}^{\text{model}} - S_{ij}^{\text{sim}}| df. \quad (4.29)$$

У неким случајевима, тежинска функција је ручно повећавана у околини резонанси, како би више одговарала ускопојасној природи апроксимације. Иста процедура је коришћена у свим осталим случајевима фитовања у овој глави.

Константе за ТСМ добијене су коришћењем израза на десној страни табле-

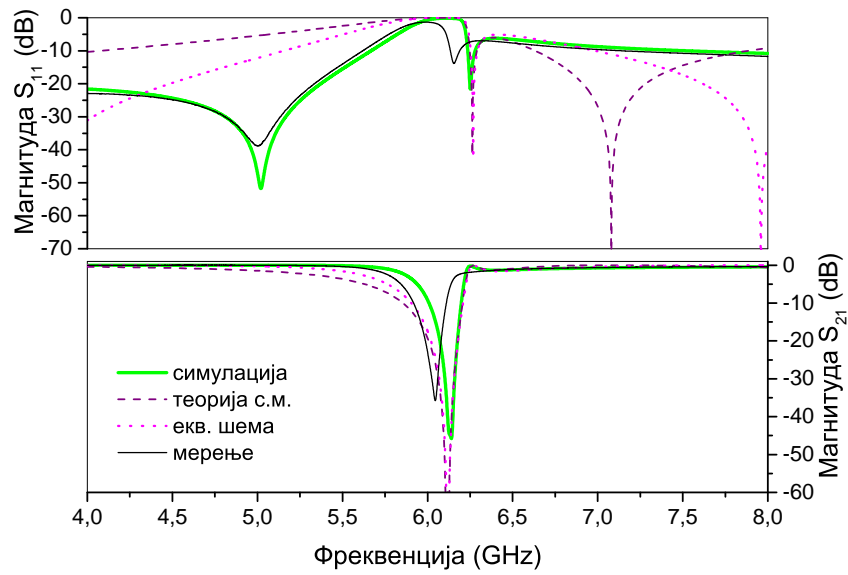


(a)

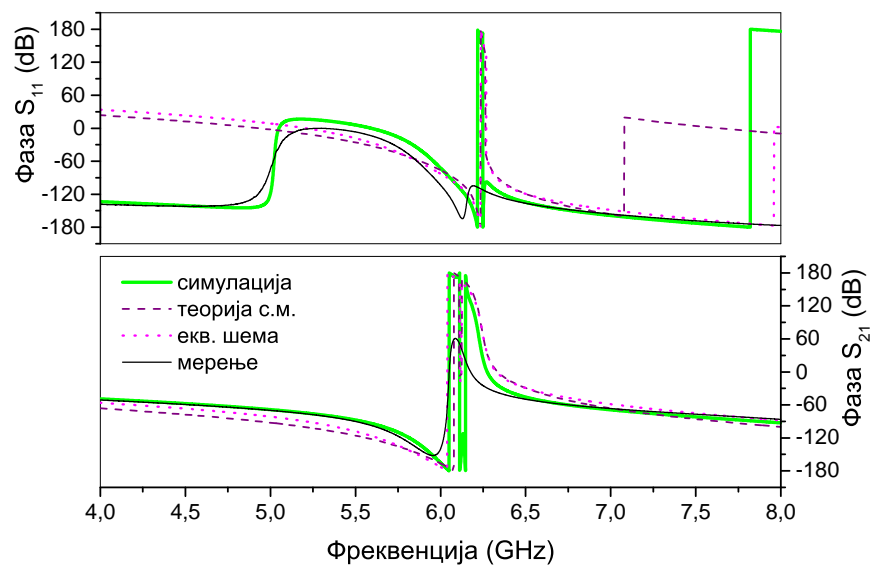


(б)

Слика 4.10: Магнитуда и фаза S -параметара за модел са сл. 4.4а

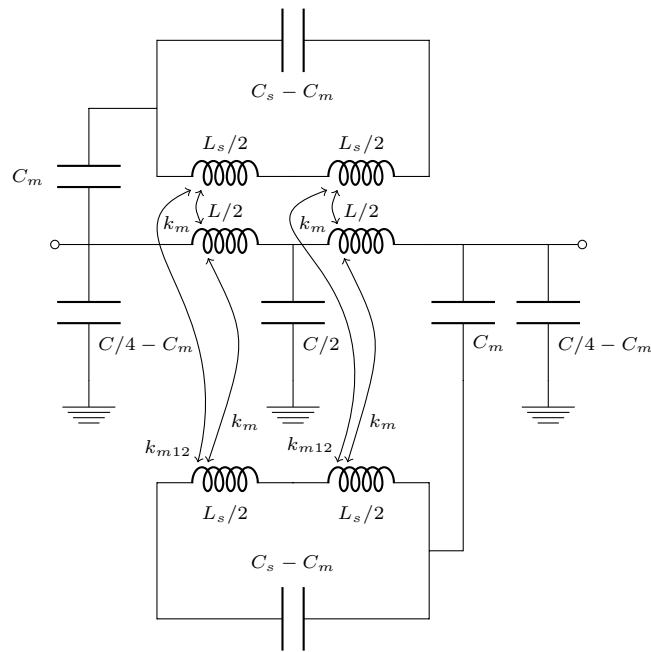


(a)



(б)

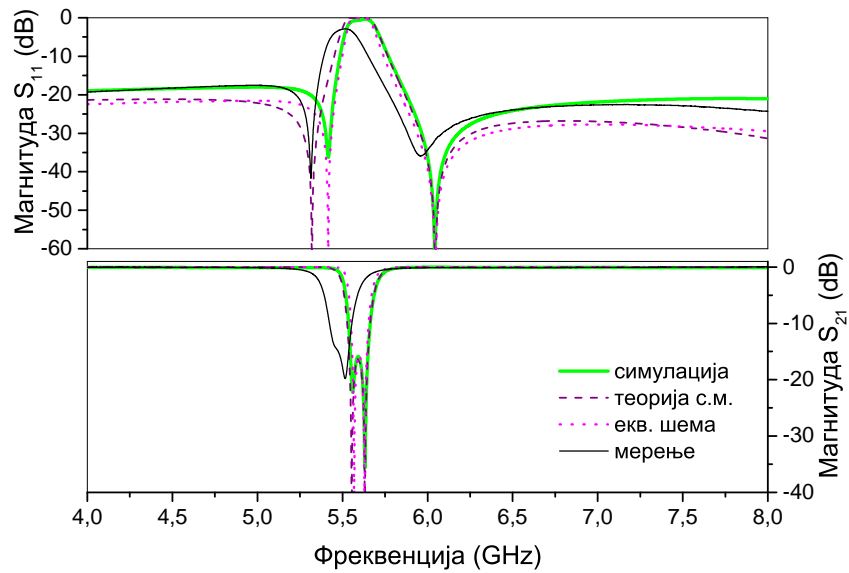
Слика 4.11: Магнитуда и фаза S -параметара за модел са сл. 4.4б



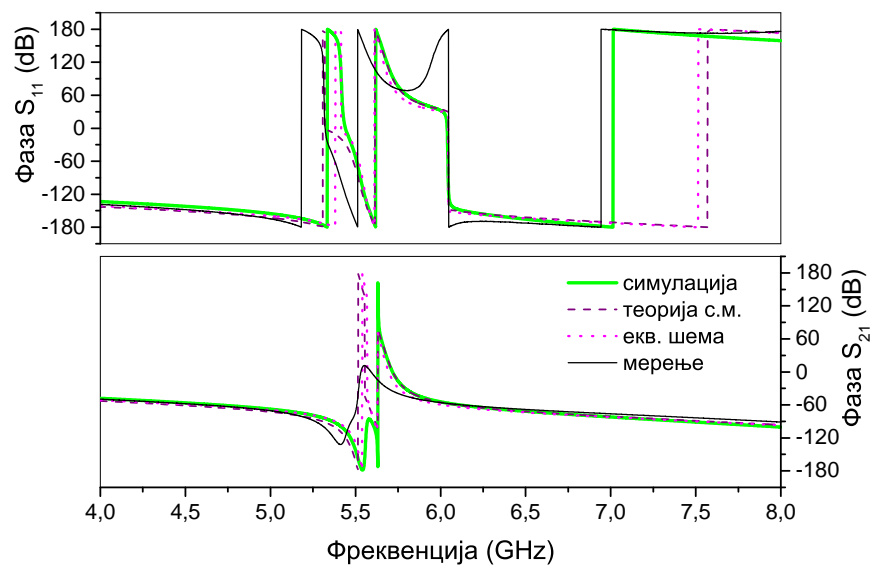
Слика 4.12: Еквивалентна шема за антисиметричне структуре са две П-ћелије.

ле 4.2, који су израчунати на фреквенцији између резонанси. Преостаје да се одреди матрица директног расејања $\mathbf{S}^{(0)}$, што се може извести на више начина. На пример, могле би се користити константе које би се фитовале, или би се ова матрица могла добити на основу симулације секције изолованог вода. У овом случају, $\mathbf{S}^{(0)}$ је прорачуната на основу електричне шеме кола које се састоји само од једне П-ћелије (сл. 4.9а), са истим вредностима L и C као у еквивалентном колу. Ово омогућава најприближније поређење два модела.

Резултати за две структуре са. 4.4 су приказани на сл. 4.10-4.11. Може се видети да се еквивалентна шема и ТСМ скоро у потпуности поклапају око резонанси, док постоје одступања у ширем опсегу, у складу са закључцима из секције 4.2.3. Надаље, оба метода показују добро поклапање са симулацијама у магнитуди и фази трансмисије (S_{21} параметар) у целом опсегу; с друге стране, у случају рефлексије (S_{11} параметар), добро поклапање постоји само у околини резонанси.

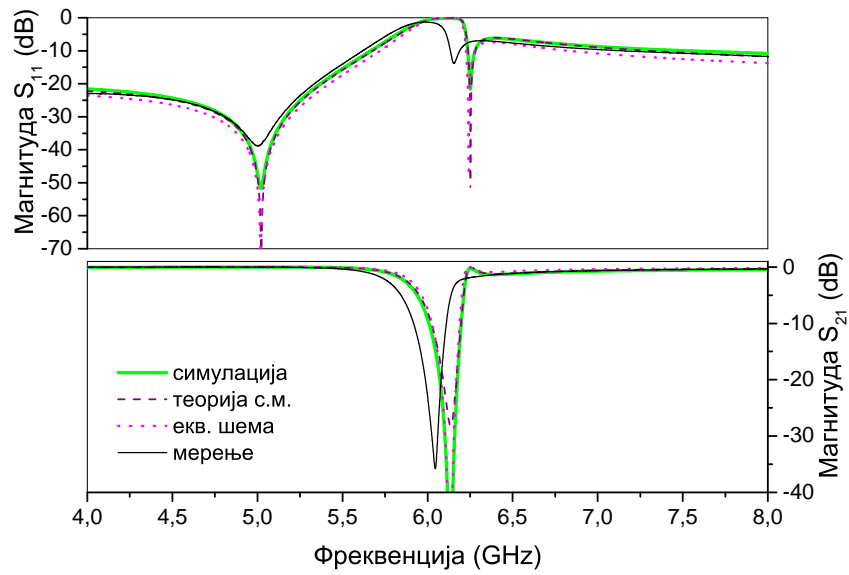


(a)

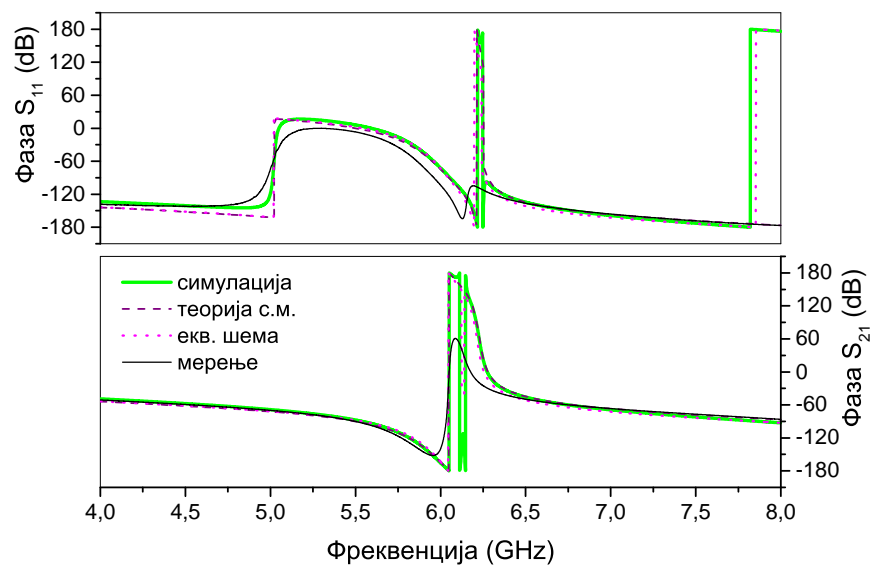


(б)

Слика 4.13: Магнитуда и фаза S -параметара за модел са сл. 4.4а

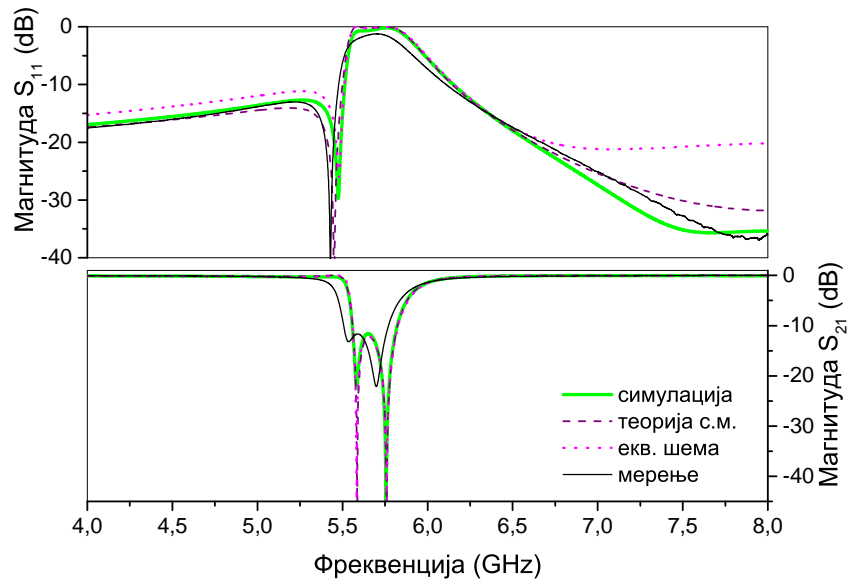


(a)

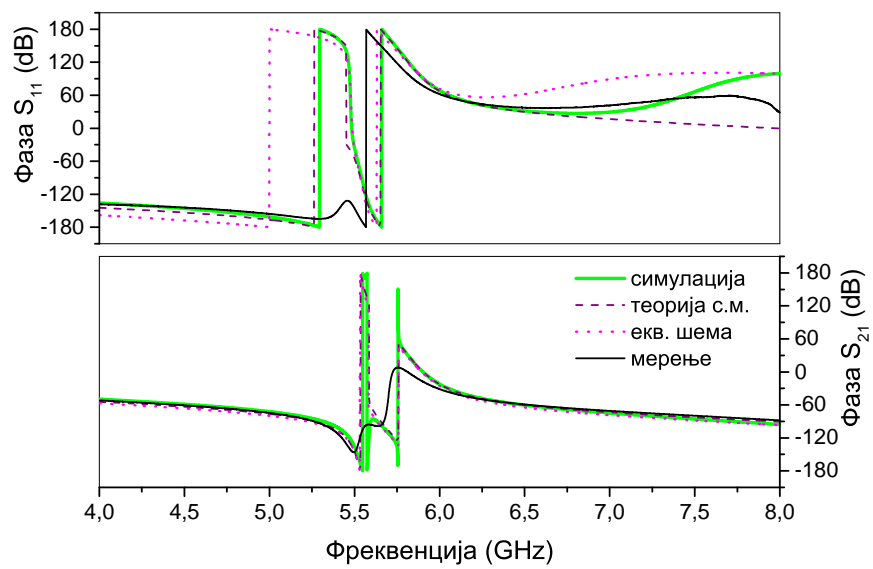


(б)

Слика 4.14: Магнитуда и фаза S -параметара за модел са сл. 4.4б

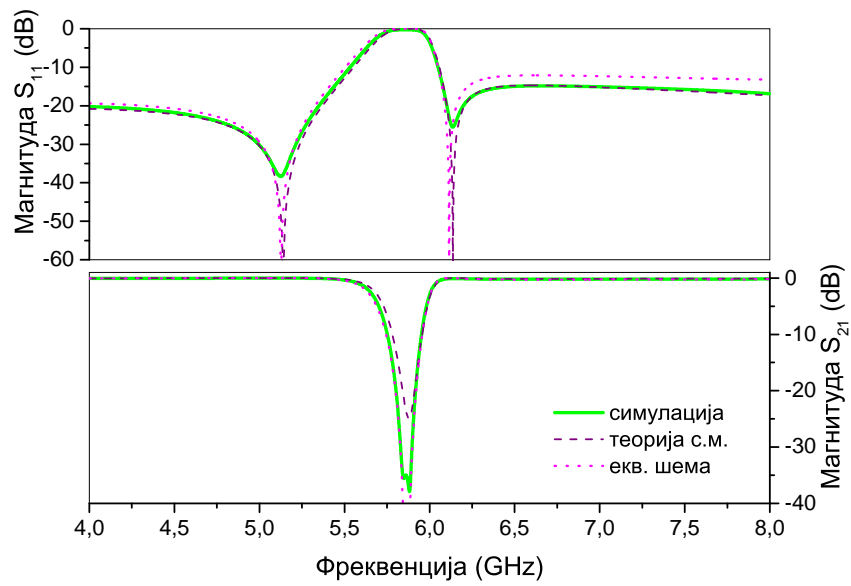


(a)

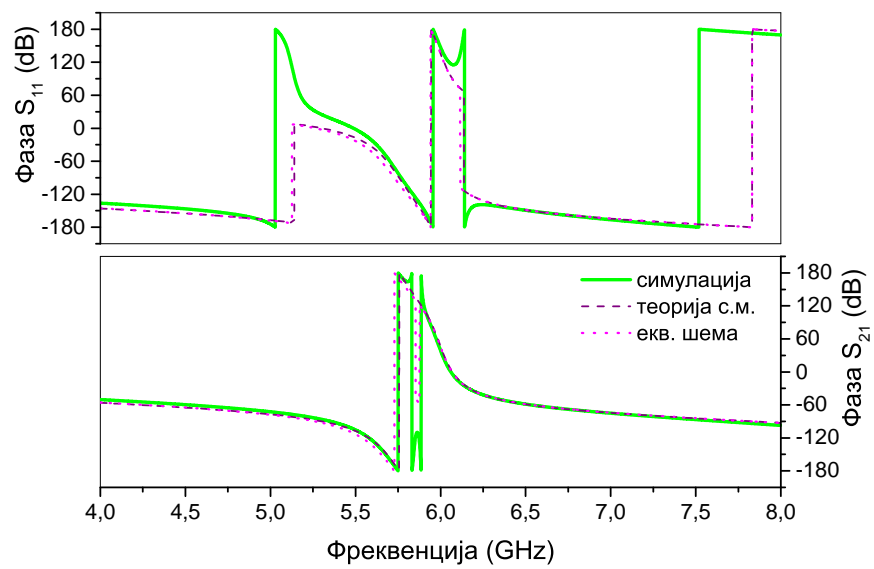


(б)

Слика 4.15: Магнитуда и фаза S -параметара за модел са сл. 4.4в

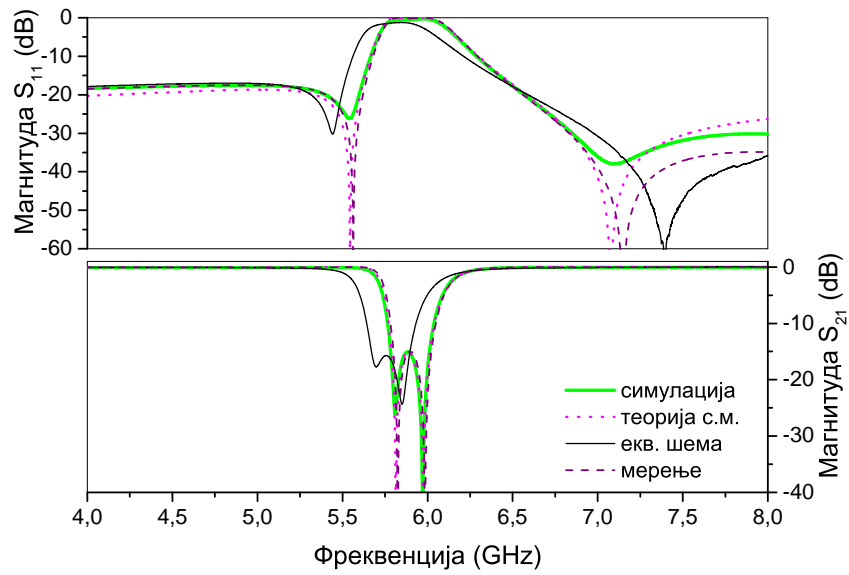


(a)

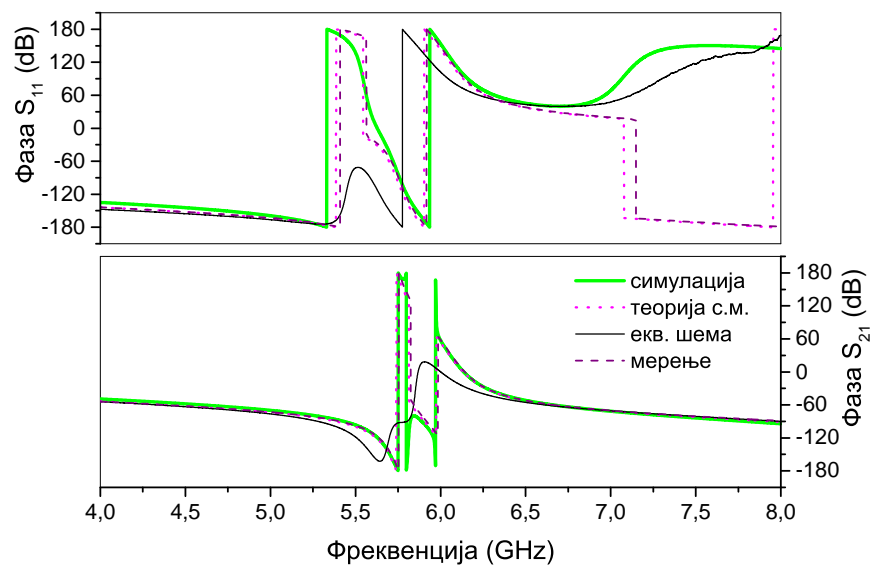


(б)

Слика 4.16: Магнитуда и фаза S -параметара за модел са сл. 4.4г

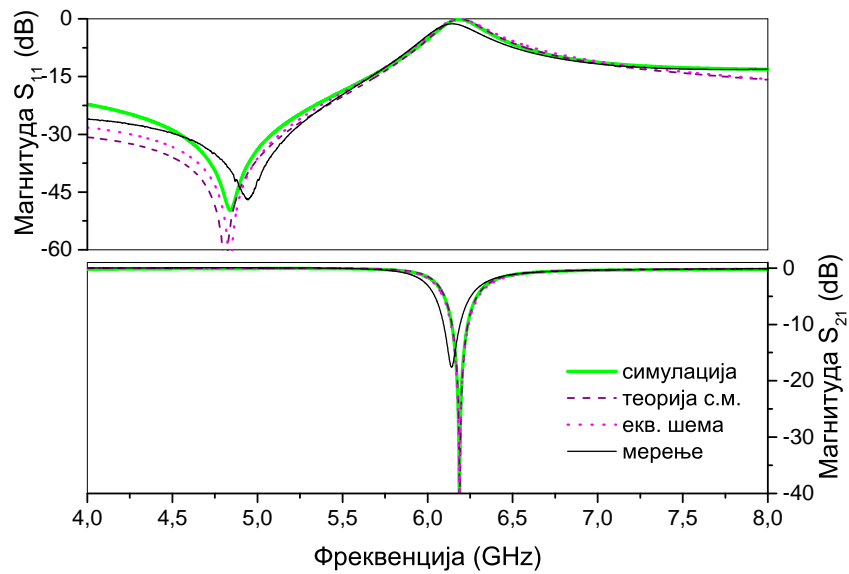


(a)

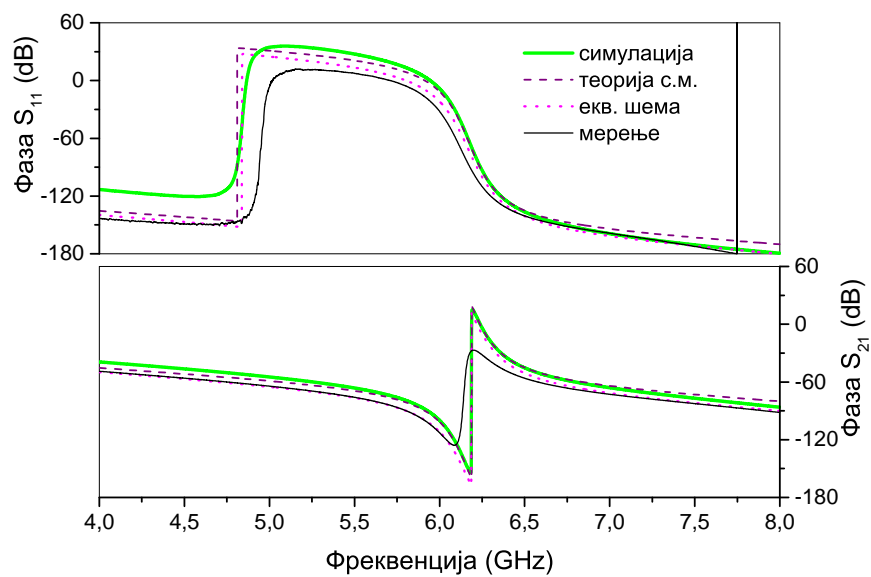


(б)

Слика 4.17: Магнитуда и фаза S -параметара за модел са сл. 4.4д



(а)



(б)

Слика 4.18: Магнитуда и фаза S -параметара за симетрични модел. Измерени, симулирани и резултати еквивалентне шеме су преузети са сл. 12 из [60], а константе за ТСМ износе $L = 1,23 \text{ nH}$, $C = 0,671 \text{ pF}$, $\omega_+ = 6,17 \text{ GHz}$ и $\gamma_+ = 8.71 \times 10^8$.

4.3.2 Побољшани резултати

Како резултати из претходне секције нису били у потпуности задовољавајући, у наставку ће бити приказано како се може извршити њихово побољшање. Са тим циљем, користиће се еквивалентно коло са две П-ћелије (сл. 4.12), пошто је очекивано да оно даје добру апроксимацију у ширем опсегу у односу на сл. 4.6 [60]. Треба истаћи да оба кола имају подједнак број параметара, али топологија на сл. 4.12 боље одражава дистрибуирану природу вода. Параметри се одређују на исти начин као и раније (L , C и L_S на основу секције вишепроводничког вода, а оснали фитовањем кривих).

У случају ТСМ, за оређивање нерезонантних параметара $\mathbf{S}^{(0)}$ користиће се модел вода са две П-ћелије (сл. 4.9б), како би више одговарао побољшаном колу. Затим, како би се добило најбоље слагање, процедура фитовања кривих биће примењена на све параметре у ТСМ моделу (L , C са сл. 4.9, и ω_{\pm} , γ_{\pm}). Ово ће генерално резултовати различитим вредностима L и C за ТСМ и еквивалентну шему, што може изгледати чудно на први поглед; међутим, треба приметити да је нерезонантни део еквивалентног кола уствари пертурбован услед присуства резонатора, као што је констатовано у секцији 4.2.3. Очекивано је да ће овај ефекат бити израженији код побољшане шеме са две ћелије, пошто је спрега СРР-ова и вода више дистрибуирана. Због тога, независно подешавање L и C је неопходно како би се узео у обзир ефекат ове пертурбације у ТСМ моделу.

Нови резултати за све моделе са сл. 4.4 приказани су на сл. 4.13-4.17, а параметри, добијени описаном процедуром, сумирани су у табели 4.3. Овај пут, веома добро поклапање је добијено, не само за S_{21} већ такође и за S_{11} , у целом разматраном фреквенцијском опсегу. Свеукупно, ТСМ и еквивалентна шема дају подједнако добре резултате, једини изузетак је неслагање у првом минимуму S_{11} на сл. 4.13. Узимајући о обзир мерења на сл. 4.13, 4.14, 4.15 и 4.17, може се видети да су резонансе шире и померене ка нижим учестаностима. Ово се приписује губицима, који нису присутни у симулацијама и аналитичким моделима. Такође се може приметити да је у неким случајевима, као на сл. 4.14, 4.16, само једна резонанса видљива у трансмисији, зато што је разлика у фреквенцијама мала у поређењу са резонантним ширинама.

Разматрањем вредности у табели 4.3, може се закључити да се укупна јачина спреге (која се може проценити као $\gamma_+ + \gamma_-$) повећава како се процеп СРР-а удаљава од вода. Ово се може објаснити помоћу расподеле струја на прстену, која има максимум у тачки која је дијаметрално супротна процепу. Такође се може видети да фитоване вредности карактеристичне импедансе вода у ТСМ моделу (сл. 4.9б), дефинисане као $Z_C = \sqrt{L/C}$, такође варирају (последње две врсте у табели 4.3). Овај ефекат може се објаснити као пертурбација услед спреге, што такође објашњава неслагања у претходној секцији, где она није узета у обзир. Последице, варијација Z_C је највећа у случају са најјачом спрегом (сл. 4.4б). На крају, може се видети како спрега узрокује померање резонанси ка вишим учестаностима.

Како би се тестирала њена универзалност, ТСМ је такође примењена на симетричну структуру (сл. 3с из [60]). У овом случају, изрази (4.17)–(4.18) су поједностављени, пошто је присутан само симетрични мод. Резултати су приказани на сл. 4.18, где се види одлично слагање и у рефлексији и у трансмисији.

4.4 Закључак

У овој глави изложене су основе теорије спрегнутих модова, и демонстрирано је како се она може применити на структуре на бази метаматеријала у микроталасном опсегу. Такође је приказано како се ТСМ може применити за добијање апроксимативних аналитичких облика параметара расејања.

Структуре које су одабране за анализу састоје се од микрострип вода спрегнутог са антисиметричним сплит ринговима, и поседују симетрију у односу на ротацију од 180° око централне тачке. За разлику од структура са раванском симетријом, генерално поседују две резонансе у трансмисионом спектру, што их чини занимљивим за практичне примене.

Паралелно са ТСМ, предложена је еквивалентна шема за ове структуре, која укључује и електричну и магнетну спрегу, као и међусобну спрегу самих прстенова. Показано је како се може искористити ротациона симетрија кола за

Табела 4.3: Добијени резултати за моделе са сл. 4.4.

сл.	4.4а	4.4б	4.4в	4.4г	4.4д
<i>Еквивалентна шема</i>					
L [nH]	1,48	1,47	1,47	1,47	1,47
C [pF]	0,8	0,84	0,84	0,84	0,84
L_S [nH]	7,97	7,91	7,91	7,91	7,91
C_S [pF]	0,105	0,09	0,109	0,097	0,10
k_m	0,2	0,29	0,276	0,32	0,30
k_e	0,15	0,11	0,267	0,18	0,24
k_{m12}	0,042	0,07	0,086	0,095	0,10
<i>Теорија спрегнутих модова</i>					
ω_+ [GHz]	5,67	6,23	5,81	6,00	6,06
ω_- [GHz]	5,52	6,02	5,54	5,75	5,76
γ_+ [$10^8 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$]	4,25	2,01	10,8	5,08	9,46
γ_- [$10^8 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$]	3,44	13,8	3,21	9,57	5,18
L [nH]	1,46	1,23	1,44	1,35	1,39
C [pF]	0,762	0,822	0,734	0,819	0,749

поједностављено израчунавање параметара.

Оба приступа дају аналогне резултате у близини резонанси, док се у ширем опсегу разликују. Изведене су релације које повезују параметре оба модела. Извршена су поређења са резултатима мерења и 3Д ЕМ симулација, која су потврдила теоријске закључке. Такође је приказано како се оба модела могу побољшати тако да се добије веома добро слагање, и у трансмисији и у рефлексији, у опсегу од две октаве.

Поређење два приступа показује да је израчунавање аналитичких облика параметара једноставније помоћу ТСМ, зато што инхерентно занемарује ефекте вишег реда, који нису од примарног интереса. Због тога она представља веома погодан алат за анализу расејања у системима спрегнутих резонатора.

Глава 5

Класична аналогија ЕИТ-а

5.1 Увод

У ласерској физици, електромагнетно-индукована транспаренција (ЕИТ) је ефекат у којем се, у оквиру апсорпционе линије медијума, јавља веома узак опсег транспаренције. Типично се ради о системима са три нивоа, између којих је остварена одговарајућа кохеренција помоћу два ласерска снопа. Ефекат је праћен израженом дисперзијом, која доводи до тзв. „споре светлости“ [86].

Често су вршена истраживања класичних аналогија одређених квантних ефеката, као што је тунеловање у таласоводима [87, 88], или тополошки изолатори у фотоници [89]. У случају ЕИТ-а, показује се да постоји формална сличност са спрегнутим класичним осцилаторима [90]. Одговарајућа спрега између осцилатора може се реализовати у различитим системима, као што су нпр. спрегнути механички/електрични осцилатори, при чему је ефекат познат под називом *класична аналогија ЕИТ-а*.

Од посебног интереса је реализација класичног ЕИТ-а у метаматеријалима који са спрегнутим резонаторима. Ефекат се манифестује као оштар трансмисиони максимум у оквиру шире резонантне апсорпције [81, 83, 91]. Дисперзија резултује високом вредношћу групног кашњења, односно малом групном брзином. Измерене су вредности више од 200 пута спорије пропагације таласа него у слободном простору, што чини ову врсту метаматеријала погодним за примене са успоравањем светлости у терахерцном опсегу [81], као и за линије за кашње-

ње у микроталасном опсегу [91]. Такође, због високог Q -фактора и израженог конфинирања поља, резонантни максимум је веома осетљив на промене индекса преламања у окружујућој средини, што је пожељно за сензорске примене.

5.2 Интеракција атома са ласерским зрачењем

Најпре ће бити размотрен најједноставнији случај атома у пољу резонантног ласерског зрачења. Користиће се семикласична анализа, у којој је атом представљен као квантни систем са два нивоа, основним стањем, $|2\rangle$, и побуђеним стањем, $|1\rangle$. Претпоставка је да су стања различите парности, тако да је дозвољен диполни прелаз између њих, са фреквенцијом ω_{21} . С друге стране, ЕМ талас се третира на класичан начин преко Максвелове теорије. За монохроматско електрично поље $E = E_0 \cos \omega_L t$, Хамилтонијан интеракције износи $H_{int} = E_0 \mu_e \cos \omega_L t |2\rangle\langle 1|$, где је $\mu_e = \langle 2|\hat{d}|1\rangle$ матрични елемент оператора електричног дипола, паралелан пољу [92]. Уобичајено се користи апроксимација ротирајућег таласа (*rotating wave approximation*), уз одговарајућу трансформацију базиса, како би се отклонила временска зависност интеракције. У том случају укупни Хамилтонијан система има облик:

$$H = \hbar \left\{ -\delta_p |2\rangle\langle 2| - \frac{1}{2} \Omega_p |2\rangle\langle 1| + x.k. \right\}, \quad (5.1)$$

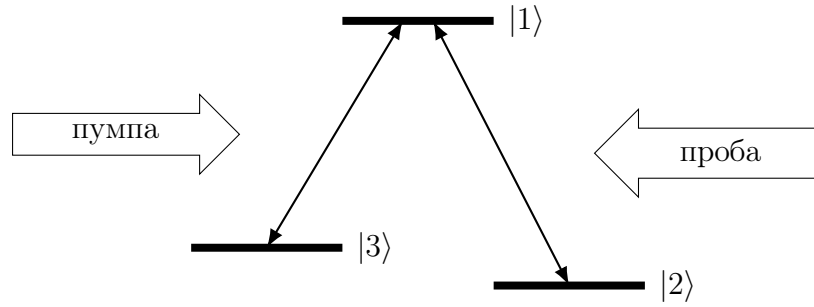
где је $\delta_p = \omega_{21} - \omega_L$, а $\Omega_p = E_0 \mu_e$ представља фреквенцију Рабијевих осцилација. Сада се може добити временска зависност матрице густине као:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \text{слабљење}, \quad (5.2)$$

на основу чега се за елемент матрице ρ_{21} добија [93]:

$$\dot{\rho}_{21} = \frac{i}{2} \Omega_p (\rho_{11} - \rho_{22}) + i \delta_p \rho_{21} - \gamma_{21} \rho_{21}. \quad (5.3)$$

Израз (5.3) може се упоредити са класичним осцилатором, као што је честица на крају еластичне опруге, или резонантно LC коло, под дејством спољашње силе. У том случају, δ_p одговара сопственој резонантној учестаности, γ_{21} представља коефицијент губитака, а члан који садржи Рабијеву фреквенцију одговара спољној побуди.

Слика 5.1: Λ конфигурација.

Систем са три нивоа приказан је на сл. 5.1. Претпоставимо да су прелазии $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ и $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ дозвољени, а $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ забрањен, због чега је стање $|3\rangle$ метастабилно. Уколико је прелаз $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ побуђен пробним ласером (*probe*), са Рабијевом фреквенцијом Ω_p , а прелаз $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ пумпајућим ласером (*pump*), Рабијеве фреквенције Ω_c , Хамилтонијан система има следећи облик:

$$H = \hbar \left\{ -\delta_p |2\rangle\langle 2| - \delta_c |3\rangle\langle 3| - \frac{1}{2} (\Omega_p |2\rangle\langle 1| + \Omega_c |3\rangle\langle 1|) + x.\kappa. \right\}, \quad (5.4)$$

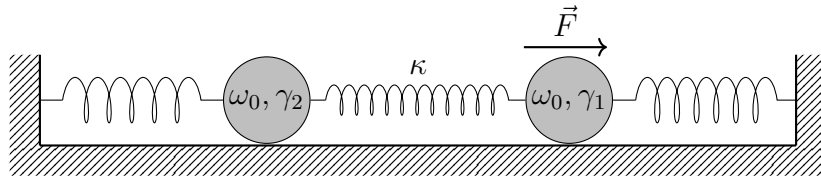
на основу кога се добија једначина кретања за матрични елемент:

$$\dot{\rho}_{21} = \frac{i}{2} \Omega_p (\rho_{11} - \rho_{22}) + \frac{i}{2} \Omega_c \rho_{32} + i\delta_p \rho_{21} - \gamma_{21} \rho_{21}. \quad (5.5)$$

Додатни члан у (5.5) у односу на (5.3) у контексту класичне аналогије може се интерпретирати као спрега са другим осцилатором. У случају када је детјунинг оба ласера једнак, $\delta_p = \delta_c$, показује се да постоји суперпозиција стања $|2\rangle$ и $|3\rangle$ која је потпуно неспрегнута са побудом, тзв. „тамно стање“ (*dark state, trapping state*). Приликом интеракције са пољем, атом пролази кроз циклусе апсорпције и реемисије, при чему увек постоји вероватноћа да падне у тамно стање, где након тога и остаје. После неког времена, сви атоми ће се наћи у тамном стању, и апсорпција у систему ће нестати [92].

5.3 Спрегнути класични осцилатори

На сл. 5.2 је приказан систем два спрегнута механичка осцилатора. Претпоставимо да честице обележене са 1 и 2 имају масе m_1 и m_2 , респективно. Оба



Слика 5.2: Спрегнути механички осцилатори.

осцилатора, када нису спрегнута (тј. без опруге у средини), имају исту резонантну учестаност ω_0 , док је константа слабљења, услед трења, за честицу 2 много мања него за честицу 1, $\gamma_2 \ll \gamma_1$. Коефицијент спреге је κ . Онда, ако спољашња синусоидална сила делује на честицу 1, $F = F_0 e^{j\omega t}$, једначине кретања имају следећи облик ($x_{1,2}$ представља растојање одговарајућих честица од њиховог равнотежног положаја):

$$\ddot{x}_1 + \gamma_1 \dot{x}_1 + \omega_0^2 x_1 + \kappa x_2 = F = F_0 e^{j\omega t}, \quad (5.6)$$

$$\ddot{x}_2 + \gamma_2 \dot{x}_2 + \omega_0^2 x_2 + \kappa x_1 = 0. \quad (5.7)$$

Кретање честице 1 је повезано са апсорпцијом због трења; уколико ова честица мирује, апсорпција неће бити присутна. Решавањем система (5.6)–(5.7) добија се следећи израз за померај:

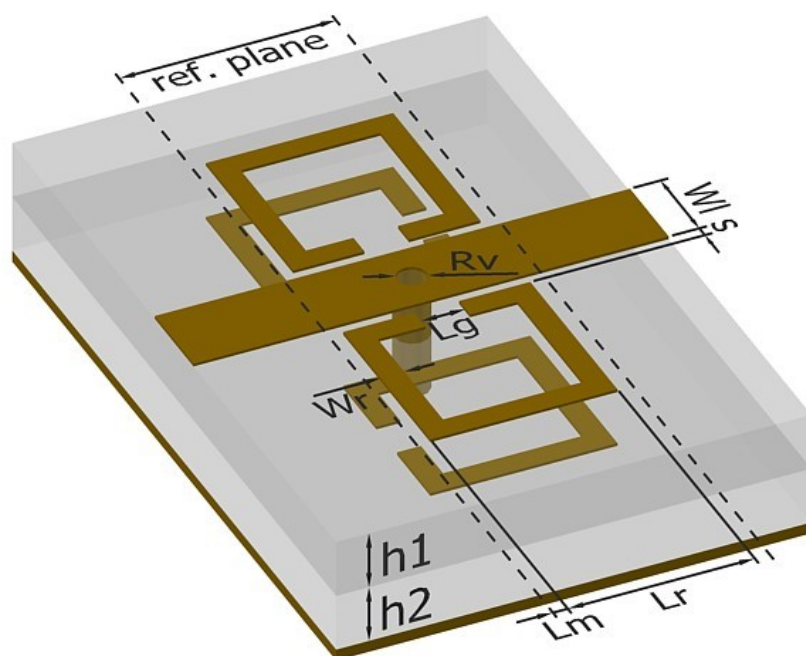
$$x_1 = \frac{(\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_2) F_0}{\kappa^2 + (\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_1)(\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_2)}. \quad (5.8)$$

Из (5.8) се види да је померај прве честице, на резонантној учестаности ω_0 , пропорционалан константи слабљења друге честице, γ_2 , за који је претпоставка да је веома мали, због чега је и апсорпција такође мала. У граничном случају $\gamma_2 \rightarrow 0$, очигледно је да x_1 такође тежи нули, дакле апсорпција у систему је у потпуности уклоњена [90].

Један од првих покушаја реализације овакве спреге код резонатора у метаматеријалима дата је у реф. [81]. Коришћени су сплит рингови са асиметричним процепима, или асиметрично постављени у односу на спољашње поље, како би се обезбедила асиметрична побуда. Такође су коришћени диелектрици са различитим тангенсом губитака, како би се остварила потребна разлика у факторима добротe. Остварена је вредност групног индекса око 100, уз истовремено веома

мале губитке у трансмисији. Други рад истих аутора користи другачији приступ, са различитим врстама резонатора (сплит ринг и кратке жице), како би се остварила разлика у Q -факторима [94]. Како би се избегла ограничења због губитака у металима, предложено је коришћење суперпроводних ниобијумских (Nb) филмова [83]. Додатна предност овог приступа је могућност укључивања/искључивања ефекта регулацијом температуре.

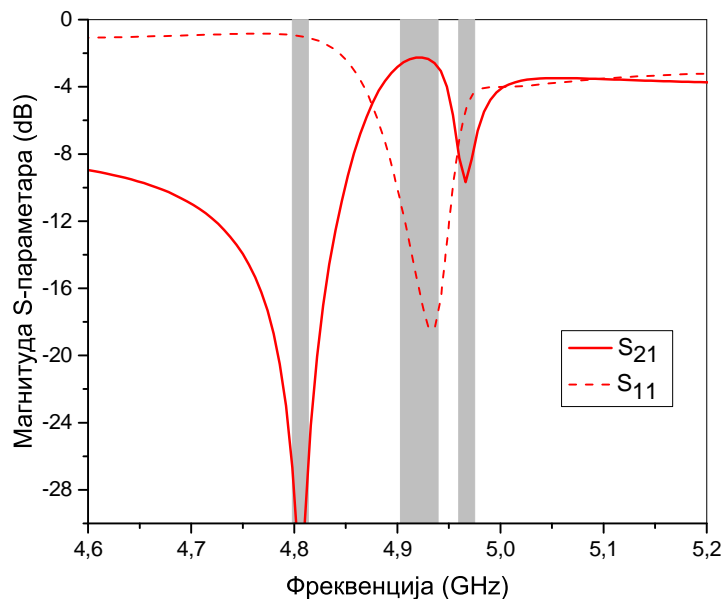
5.4 Аналогија ЕИТ-а побуђена водом



Слика 5.3: Димензије: $h_1 = 0,635 \text{ mm}$, $h_2 = 1,575 \text{ mm}$, $\varepsilon_{r1} = 10,2$, $\varepsilon_{r2} = 2,2$, $L_r = 3,15 \text{ mm}$, $L_m = 0,25 \text{ mm}$, $L_g = 0,75 \text{ mm}$, $S = 0,2 \text{ mm}$, $W_1 = 1,4 \text{ mm}$, $W_2 = 0,4 \text{ mm}$, $W_3 = 0,5 \text{ mm}$

У свим претходним примерима класичне аналогије ЕИТ-а, систем је побуђиван раванским таласима или помоћу таласовода. У наставку ће бити приказан случај побуде водом, приказан у [82]. Геометрија је дата на сл. 5.3, где су прстенони у средњем слоју заротирани за 90° у односу на уобичајену конфигурацију, како би се обезбедила асиметрична побуда.

Симулирани спектар приказан је на сл. 5.4, где се види присуство трансми-



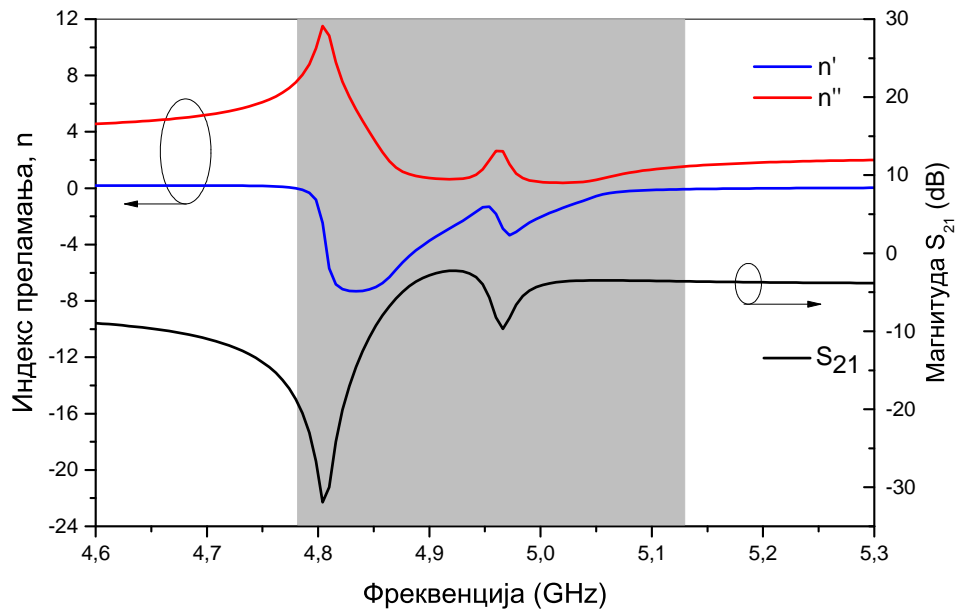
Слика 5.4: Спектар симулираних параметара расејања.

сионог максимума, окруженог апсорпционим резонансама са обе стране (осенчени делови на графику). Даље је екстрахован ефективни индекс преламања, на основу кога је прорачунат групни индекс према формули $n_g = n + \omega(\partial n / \partial \omega)$, и добијени резултати су приказани на сл. 5.5. Максимална вредност групног индекса износи око 220, што је за ред величине веће него у случају када прстенови нису заротирани (≈ 25).

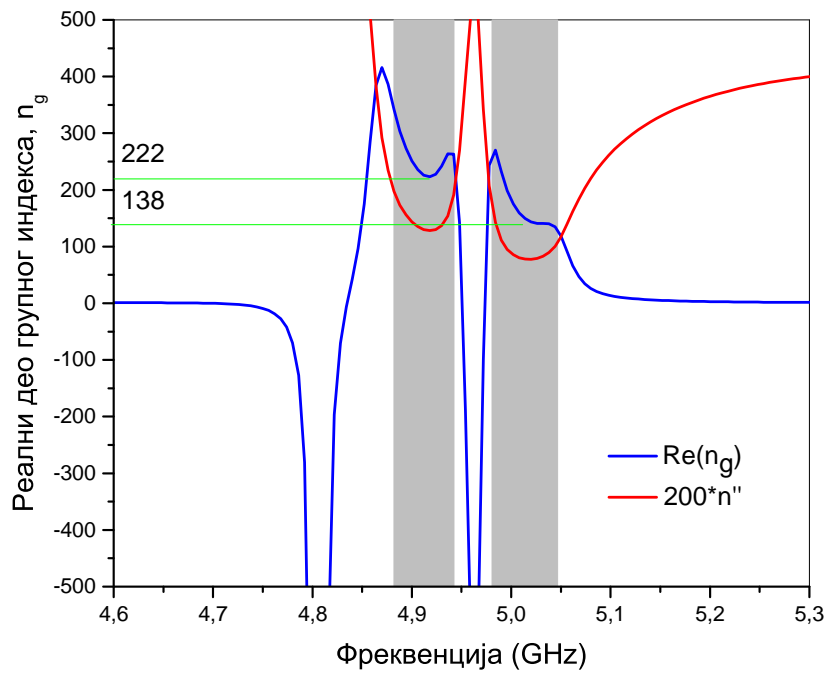
Како би се пружио додатни увид, расподела струје је прорачуната на карактеристичним фреквенцијама и приказана на сл. 5.6. Са ње се види како је један пар прстенова потпуно непобуђен на фреквенцији, која одговара максимуму трансмисије, тј. да се понаша као „тамни“ елемент.

5.5 Анализа помоћу теорије спрегнутих модова

Недостатак структуре описане у претходној секцији је њена релативна сложеност, с обзиром да се састоји од укупно пет резонатора (четири прстена и вије). Од интереса је реализација класичног ЕИТ-а у једноставнијој структури, како би се олакшала анализа. Показује се да је ово могуће у случају структура

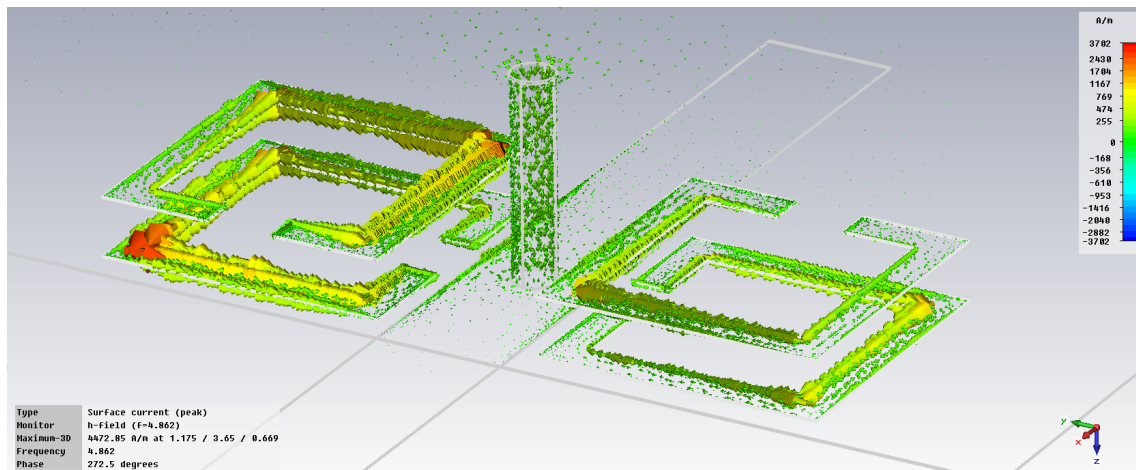


(a)

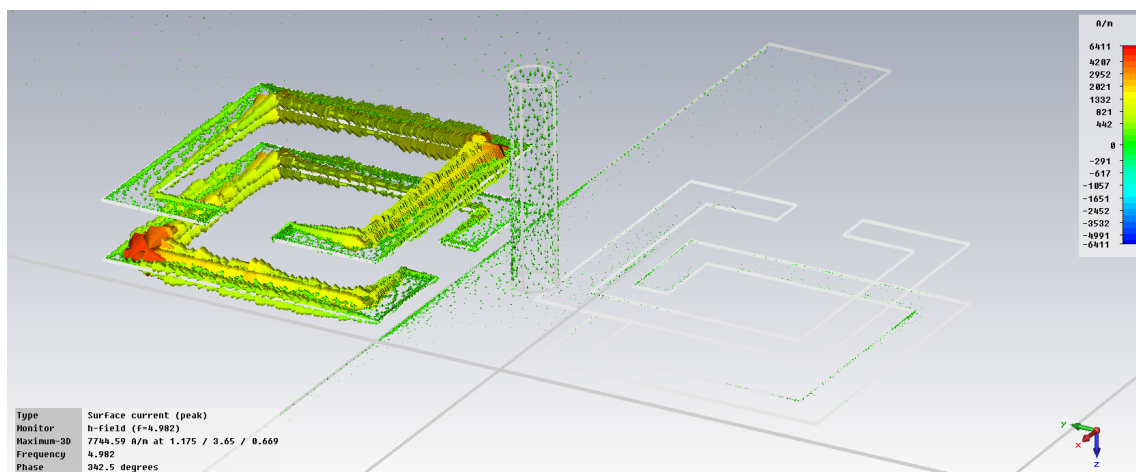


(б)

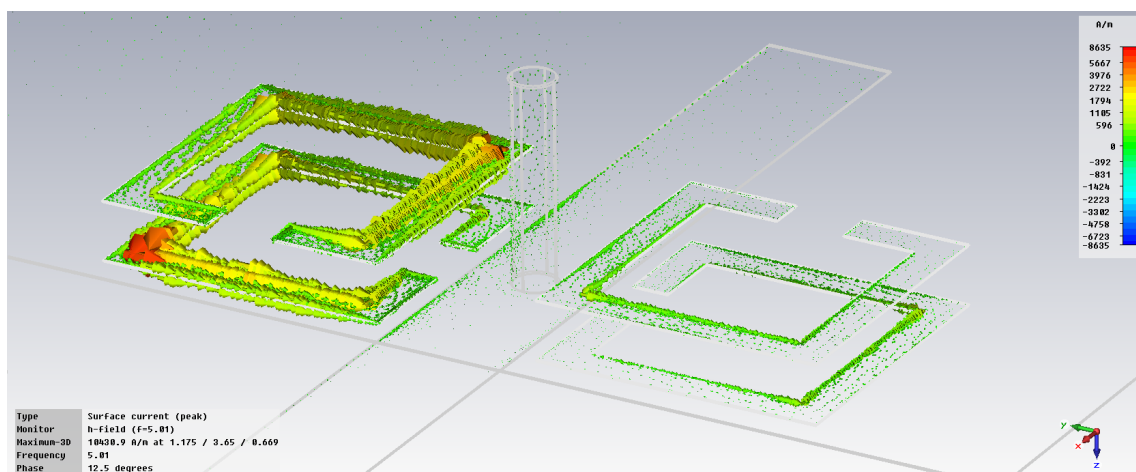
Слика 5.5: Екстраховани индекс преламања (а) и групни индекс (б).



(a)

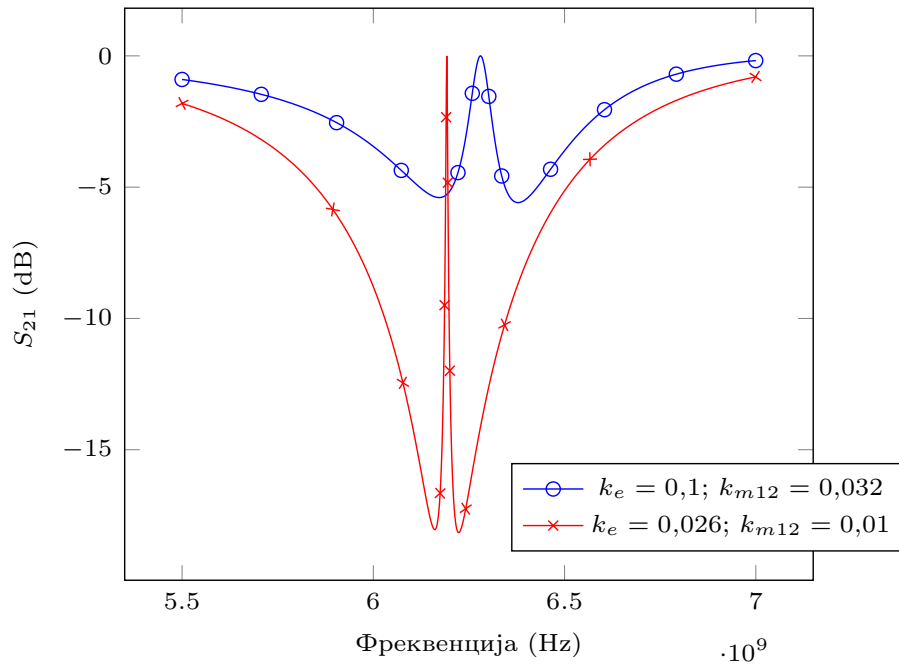


(b)



(c)

Слика 5.6: Распдела струје на карактеристичним учестаностима.



Слика 5.7: $L = 1,47$ nH, $C = 0,84$ pF, $L_S = 7,91$ nH, $C_S = 0,101$ pF и $k_m = 0,3$, док су преостале спреге дате у легенди.

из поглавља 4, које се састоје само од пара прстенова спрегнутих са водом [95]. Конкретно, коришћењем електричне шеме са сл. 4.6, могуће је добити спектре приказане на сл. 5.7, за вредности параметара дате у опису.

Предност коришћења ове структуре јесте то што је детаљно анализирана у глави 4, што се сада може искористити за тумачење. Наиме, пар спрегнутих прстенова поседује два резонантна мода, симетрични и антисиметрични, чији Q -фактори су дати изразима (4.23). Одговарајућим подешавањем јачине електричне и магнетне спреге, могуће је остварити драстичну разлику у Q -факторима модова, уз истовремено преклапање резонантних учестаности. На овај начин се остварују раније наведени услови за класичну аналогију ЕИТ-а.

За разлику од механичког модела, теорија спрегнутих модова даје комплетнију слику, зато што може да опише не само међусобну спрегу резонатора, већ и њихову спрегу са водом. У том контексту, ефекат класичне аналогије ЕИТ-а се може тумачити као резултат ускопојасне деструктивне интерференције два резонантна мода на њиховом излазном порту.

Резултати са сл. 5.7 су рачунати не узимајући у обзир губитке. У пракси,

показује се да укључивање губитака деградира приказани ефекат у значајној мери, у случају разматраних структура са сплит ринг резонаторима у микро-стрип технологији. У даљем истраживању планирано је испитивање других реализација, које би имале мање изражене губитке.

Глава 6

Закључак

У овој дисертацији проучавани су метаматеријали на бази водова – структуре за вођење таласа периодично оптерећене резонаторима. На овај начин могуће је контролисати особине вода, што је пожељно за многе примене у микроталасној техници. Разматране су структуре на бази микрострип вода, спрегнутог са једним или више сплит-ринг резонатора, које могу укључивати и вију према метализованој равни. Посебан нагласак је био на структурама које садрже асиметричне резонаторе, и развијено је више метода за њихово моделовање и карактеризацију.

Најпре је проучавана хомогенизација која користи бианизотропни диелектрик како би се моделовала асиметрична рефлексија. Развијена је и одговарајућа процедура екстракције ефективних параметара, која је валидирана инверзним поступком симулације ефективног медијума. Вршено је поређење са Николсон-Рос-Вир процедуром са усредњавањем, за коју је показано да је применљива само у случају слабо изражене асиметрије, док бианизотропна метода нема таквих ограничења, и омогућава потпуну реконструкцију параметара расејања.

Представљене су еквивалентна кола за микрострип вод спрегнут са сплит-ринг резонаторима са унапређеном топологијом која драстично проширује њихов фреквенцијски опсег. Показано је како се може моделовати положај процепа комбинацијом електричне и магнетне спреге са водом. Вредности елемената кола могу се одредити комбинацијом примарних параметара вода, познатих на

основу геометрије, и карактеристичних фреквенцијских тачака које се добијају нумерички или експериментално. Такође, еквивалентна кола могу се користити и за структуре добијене каскадирањем више јединичних ћелија.

Напоследку, вод оптерећен антисиметричним прстеновима проучаван је помоћу теорије спрегнутих модова. Паралелно је моделован преко еквивалентне шеме; показано је еквиваленција ове две методе у ужем фреквенцијском опсегу. Изведене су аналитичке форме спектра расејања за разматране структуре. Изложена је аналогија електромагнетно-индуковане транспаренције која се може остварити помоћу спрегнутих резонатора у метаматеријалима. Теоријски је показано како се овај ефекат може остварити помоћу сплит-ринг резонатора, али у практичним реализацијама постоји проблем губитака. У даљем истраживању планира се испитивање других типова резонатора и структура за вођење таласа, како би се смањио утицај губитака.

Библиографија

- [1] Антоније Р Ђорђевић и Дејан В Тошић: *Микроталасна техника*. Академска мисао, 2005.
- [2] David M Pozar: *Microwave engineering*. John Wiley & Sons, 2009.
- [3] L. Solymar and E. Shamonina: *Waves in metamaterials*. Oxford University Press, Oxford, U.K., 2009, ISBN 9780199215331.
- [4] Ari Sihvola: *Metamaterials in electromagnetics*. *Metamaterials*, 1(1):2–11, 2007.
- [5] Branka Jokanovic, Riana H Geschke, Theunis S Beukman, and Vojislav Milosevic: *Metamaterials: Characteristics, design and microwave applications*. SAIEE Africa Research Journal, page 82, 2010.
- [6] C. Simovski: *Material parameters of metamaterials (a review)*. *Optics and Spectroscopy*, 107:726–753, 2009, ISSN 0030-400X.
- [7] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz: *Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity*. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4184–4187, May 2000.
- [8] Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц: *Электродинамика сплошных сред*. Теоретическая физика. Наука, Москва, 1982.
- [9] JC Maxwell Garnett: *Vii. colours in metal glasses, in metallic films, and in metallic solutions.—ii*. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 205(387-401):237–288, 1906.

- [10] L. Brillouin: *Wave Propagation in Periodic Structures: Electric Filters and Crystal Lattices*. Dover phoenix editions. Dover Publications, 2003, ISBN 9780486495569.
- [11] Walter Rotman: *Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media*. IRE Transactions on Antennas and Propagation, 10(1):82–95, 1962.
- [12] R.G.E. Hutter: *Beam and Wave Electronics in Microwave Tubes*. Boston Technical Pub., 1965.
- [13] Виктор Георгиевич Веселаго: *Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ* . Успехи физических наук, 92(7):517–526, 1967.
- [14] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart: *Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena*. IEEE Trans. Microw. Theor. Tech., 47(11):2075–2084, Nov 1999, ISSN 0018-9480.
- [15] R. Marqués, F. Martín, and M. Sorolla: *Metamaterials with Negative Parameters: Theory, Design, and Microwave Applications*. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. Wiley, 2011, ISBN 9781118211564.
- [16] J. B. Pendry: *Negative refraction makes a perfect lens*. Phys. Rev. Lett., 85:3966–3969, Oct 2000.
- [17] Anthony Grbic and George V Eleftheriades: *Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission-line lens*. Physical Review Letters, 92(11):117403, 2004.
- [18] Ashwin K Iyer and George V Eleftheriades: *Negative refractive index metamaterials supporting 2-d waves*. In *Microwave Symposium Digest, 2002 IEEE MTT-S International*, volume 2, pages 1067–1070. IEEE, 2002.
- [19] Arthur A Oliner: *A periodic-structure negative-refractive-index medium without resonant elements*. In *IEEE-APS/URSI Int'l Symp. Digest, 2002*, volume 41, 2002.

- [20] Christophe Caloz and Tatsuo Itoh: *Application of the transmission line theory of left-handed (lh) materials to the realization of a microstrip" lh line"*. In *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2002. IEEE*, volume 2, pages 412–415. IEEE, 2002.
- [21] C. Caloz and T. Itoh: *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications*. Wiley, 2005, ISBN 9780471754312.
- [22] Christophe Caloz, Atsushi Sanada, and Tatsuo Itoh: *A novel composite right/left-handed coupled-line directional coupler with arbitrary coupling level and broad bandwidth*. *IEEE Trans. Microw. Theor. Tech.*, 52(3):980–992, 2004.
- [23] Christian Damm, Jens Freese, Martin Schubler, and Rolf Jakoby: *Electrically controllable artificial transmission line transformer for matching purposes*. *IEEE Trans. Microw. Theor. Tech.*, 55(6):1348–1354, 2007.
- [24] María Roig, Matthias Maasch, Christian Damm, Onur Hamza Karabey, and Rolf Jakoby: *Liquid crystal based tunable composite right/left-handed leaky-wave antenna for ka-band applications*. In *Microwave Conference (EuMC), 2013 European*, pages 759–762. IEEE, 2013.
- [25] D. Sievenpiper, Lijun Zhang, R. F. J. Broas, N. G. Alexopolous, and E. Yablonovitch: *High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band*. *IEEE Trans. Microw. Theor. Tech.*, 47(11):2059–2074, Nov 1999, ISSN 0018-9480.
- [26] F. Martín, J. Bonache, F. Falcone, M. Sorolla, and R. Marqués: *Split ring resonator-based left-handed coplanar waveguide*. *Applied Physics Letters*, 83(22):4652–4654, 2003.
- [27] J. D. Baena, J. Bonache, F. Martin, R. M. Sillero, F. Falcone, T. Lopetegi, M. A. G. Laso, J. Garcia-Garcia, I. Gil, M. F. Portillo, and M. Sorolla: *Equivalent-circuit models for split-ring resonators and complementary split-ring resonators coupled to planar transmission lines*. *IEEE Trans. Microw. Theor. Tech.*, 53(4):1451–1461, April 2005, ISSN 0018-9480.

- [28] J. Garcia-Garcia, J. Bonache, I. Gil, F. Martin, M. C. Velazquez-Ahumada, and J. Martel: *Miniaturized microstrip and cpw filters using coupled metamaterial resonators*. IEEE Trans. Microw. Theor. Tech., 54(6):2628–2635, June 2006, ISSN 0018-9480.
- [29] Jordi Naqui, Miguel Durán-Sindreu, and Ferran Martín: *Alignment and position sensors based on split ring resonators*. Sensors, 12(9):11790–11797, 2012.
- [30] F. J. Herraiz-Martinez, F. Paredes, G. Zamora Gonzalez, F. Martin, and J. Bonache: *Printed magnetoinductive-wave (miw) delay lines for chipless rfid applications*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 60(11):5075–5082, Nov 2012, ISSN 0018-926X.
- [31] A. M. Nicolson and G. F. Ross: *Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques*. IEEE Trans. Instrum. Meas., 19(4):377–382, nov. 1970, ISSN 0018-9456.
- [32] W.B. Weir: *Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies*. Proc. IEEE, 62(1):33 – 36, jan. 1974, ISSN 0018-9219.
- [33] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markoš, and C. M. Soukoulis: *Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients*. Phys. Rev. B, 65:195104, Apr 2002.
- [34] Peter Markos and Costas Soukoulis: *Transmission properties and effective electromagnetic parameters of double negative metamaterials*. Opt. Express, 11(7):649–661, Apr 2003.
- [35] Shau Gang Mao, Shiou Li Chen, and Chen Wei Huang: *Effective electromagnetic parameters of novel distributed left-handed microstrip lines*. IEEE Trans. Microw. Theory Tech., 53(4):1515 – 1521, april 2005, ISSN 0018-9480.
- [36] Ricardo Marqués, Francisco Medina, and Rachid Rafii-El-Idrissi: *Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials*. Phys. Rev. B, 65:144440, Apr 2002.

- [37] Xudong Chen, Bae Ian Wu, Jin Au Kong, and Tomasz M. Grzegorzcyk: *Retrieval of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials*. Phys. Rev. E, 71:046610, Apr 2005.
- [38] C.E. Kriegler, M.S. Rill, S. Linden, and M. Wegener: *Bianisotropic photonic metamaterials*. IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 16(2):367–375, 2010, ISSN 1077-260X.
- [39] A.V. Kildishev, J.D. Borneman, X. Ni, V.M. Shalaev, and V.P. Drachev: *Bianisotropic effective parameters of optical metamagnetics and negative-index materials*. Proc. IEEE, 99(10):1691–1700, oct. 2011, ISSN 0018-9219.
- [40] V. Milosevic, B. Jokanovic, and R. Bojanic: *Effective electromagnetic parameters of metamaterial transmission line loaded with asymmetric unit cells*. IEEE Trans. Microw. Theor. Tech., 61(8):2761–2772, August 2013, ISSN 0018-9480.
- [41] V Milosevic, B Jokanovic, and R Bojanic: *Retrieval and validation of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials*. Physica Scripta, 2014(T162):014046, 2014.
- [42] Ari Sihvola and Ismo V. Lindell: *Bianisotropic materials and PEMC*. In F. Capolino (editor): *Theory and Phenomena of Metamaterials*, pages 26.1–26.7. CRC Press/Taylor & Francis, Boca Raton, FL, 2009, ISBN 9781420054255.
- [43] Martin W McCall, Akhlesh Lakhtakia, and Werner S Weiglhofer: *The negative index of refraction demystified*. European Journal of Physics, 23(3):353, 2002.
- [44] Akhlesh Lakhtakia, Martin W McCall, and Werner S Weiglhofer: *Negative phase-velocity mediums*. In W.S. Weiglhofer and A. Lakhtakia (editors): *Introduction to Complex Mediums for Optics and Electromagnetics*, Spie Press Monograph, pages 347–363. SPIE Press, Bellingham, WA, 2003, ISBN 9780819449474.
- [45] D.M. Pozar: *Microwave engineering*. J. Wiley, New York, 3rd edition, 2005, ISBN 9780471448785.

- [46] Z. Szabo, G. H. Park, R. Hedge, and E. P. Li: *A unique extraction of metamaterial parameters based on kramers-kronig relationship*. IEEE Trans. Microw. Theory Tech., 58(10):2646–2653, Oct 2010, ISSN 0018-9480.
- [47] Xudong Chen, Tomasz M. Grzegorzczuk, Bae Ian Wu, Joe Pacheco, and Jin Au Kong: *Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials*. Phys. Rev. E, 70:016608, Jul 2004.
- [48] D. R. Smith, D. C. Vier, Th. Koschny, and C. M. Soukoulis: *Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials*. Phys. Rev. E, 71:036617, Mar 2005.
- [49] Na Liu, Hui Liu, Shining Zhu, and Harald Giessen: *Stereometamaterials*. Nat. Photon., 3:157–162, March 2009.
- [50] V. Milosevic, B. Jokanovic, and B. Kolundzija: *Microwave stereometamaterials and parameter extraction*. In *4th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (METAMATERIALS)*, 2010.
- [51] B. Kolundzija, J.S. Ognjanovic, and T.K. Sarkar: *WIPL-D Microwave: Circuit and 3D Em Simulation for RF and Microwave Applications: Software and User's Manual*. Artech House, 2005, ISBN 9781580539654.
- [52] F. Aznar, J. Bonache, and F. Martín: *Improved circuit model for left-handed lines loaded with split ring resonators*. Applied Physics Letters, 92(4):043512, 2008.
- [53] F. Falcone, T. Lopetegi, J. D. Baena, R. Marques, F. Martin, and M. Sorolla: *Effective negative- ϵ stopband microstrip lines based on complementary split ring resonators*. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 14(6):280–282, June 2004, ISSN 1531-1309.
- [54] V. Crnojevic-Bengin, V. Radonic, and B. Jokanovic: *Fractal geometries of complementary split-ring resonators*. IEEE Trans. Microw. Theor. Tech., 56(10):2312–2321, Oct 2008, ISSN 0018-9480.

- [55] I. Gil, J. Bonache, J. Garcia-Garcia, F. Falcone, and F. Martin: *Metamaterials in microstrip technology for filter applications*. In *2005 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, volume 1A, pages 668–671 Vol. 1A, July 2005.
- [56] J. Naqui, M. Duran-Sindreu, and F. Martin: *Modeling split-ring resonator (srr) and complementary split-ring resonator (csrr) loaded transmission lines exhibiting cross-polarization effects*. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 12:178–181, 2013, ISSN 1536-1225.
- [57] Jia Sheng Hong and M. J. Lancaster: *Couplings of microstrip square open-loop resonators for cross-coupled planar microwave filters*. *IEEE Trans. Microw. Theor. Tech.*, 44(11):2099–2109, Nov 1996, ISSN 0018-9480.
- [58] A.R. Djordjevic, M.B. Bazdar, T.K. Sarkar, and R.F. Harrington: *Linpar for Windows: Matrix Parameters for Multiconductor Transmission Lines, Software and User's Manual, Version 2.0*. Artech House microwave library. Artech House, 1999, ISBN 9781580530613.
- [59] E. A. Guillemin: *Synthesis of Passive Networks: Theory and Methods Appropriate to the Realization and Approximation Problems*. Krieger Publishing, 1977.
- [60] R. Bojanic, V. Milosevic, B. Jokanovic, F. Medina-Mena, and F. Mesa: *Enhanced modelling of split-ring resonators couplings in printed circuits*. *IEEE Trans. Microw. Theor. Tech.*, 62(8):1605–1615, Aug 2014, ISSN 0018-9480.
- [61] John Robinson Pierce: *Coupling of modes of propagation*. *Journal of Applied Physics*, 25(2):179–183, 1954.
- [62] R. W. Gould: *A coupled mode description of the backward-wave oscillator and the kompfner dip condition*. *IRE Transactions on Electron Devices*, 2(4):37–42, Oct 1955, ISSN 0096-2430.
- [63] W.H. Louisell: *Coupled Mode and Parametric Electronics*. Wiley, 1960.

- [64] S. E. Miller: *Some coupled-wave theory and application to waveguides (abstract)*. Transactions of the IRE Professional Group on Microwave Theory and Techniques, 1(1):14–14, March 1953, ISSN 0276-1173.
- [65] WH Louisell: *Analysis of the single tapered mode coupler*. Bell Labs Technical Journal, 34(4):853–870, 1955.
- [66] CCH Tang: *Mode conversion in nonuniform multimode waveguides and transitions*. In *Advances in Microwaves*, volume 4, pages 301–372. Elsevier, 1969.
- [67] S. A. Schelkunoff: *Conversion of maxwell's equations into generalized telegraphist's equations*. The Bell System Technical Journal, 34(5):995–1043, Sept 1955, ISSN 0005-8580.
- [68] H. A. Haus and W. Huang: *Coupled-mode theory*. Proc. IEEE, 79(10):1505–1518, Oct 1991, ISSN 0018-9219.
- [69] D. Marcuse: *The coupling of degenerate modes in two parallel dielectric waveguides*. The Bell System Technical Journal, 50(6):1791–1816, July 1971, ISSN 0005-8580.
- [70] Allan W Snyder: *Coupled-mode theory for optical fibers*. JOSA, 62(11):1267–1277, 1972.
- [71] A. Yariv: *Coupled-mode theory for guided-wave optics*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 9(9):919–933, Sep 1973, ISSN 0018-9197.
- [72] HF Taylor: *Optical switching and modulation in parallel dielectric waveguides*. Journal of Applied Physics, 44(7):3257–3262, 1973.
- [73] Peter D McIntyre and Allan W Snyder: *Power transfer between optical fibers*. JOSA, 63(12):1518–1527, 1973.
- [74] H. Kogelnik and R. Schmidt: *Switched directional couplers with alternating $\delta\beta$* . IEEE Journal of Quantum Electronics, 12(7):396–401, July 1976, ISSN 0018-9197.

- [75] JK Butler, DE Ackley, and D Botez: *Coupled-mode analysis of phase-locked injection laser arrays*. Applied Physics Letters, 44(3):293–295, 1984.
- [76] H Haus, W Huang, S Kawakami, and N Whitaker: *Coupled-mode theory of optical waveguides*. Journal of Lightwave Technology, 5(1):16–23, 1987.
- [77] Wonjoo Suh, Zheng Wang, and Shanhui Fan: *Temporal coupled-mode theory and the presence of non-orthogonal modes in lossless multimode cavities*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 40(10):1511–1518, Oct 2004, ISSN 0018-9197.
- [78] H.A. Haus: *Waves and fields in optoelectronics*. Prentice-Hall Series in Solid State Physical Electronics. Prentice Hall, Incorporated, 1984, ISBN 9780139460531.
- [79] T. Lopetegi, M. A. G. Laso, M. J. Erro, M. Sorolla, and M. Thumm: *Analysis and design of periodic structures for microstrip lines by using the coupled mode theory*. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 12(11):441–443, Nov 2002, ISSN 1531-1309.
- [80] Vojislav Milosevic, Radovan Bojanic, and Branka Jokanovic: *Analytical modeling of antisymmetric split-ring resonators coupled with transmission line*. International Journal of Microwave and Wireless Technologies, page 1–9, 2019.
- [81] P. Tassin, Lei Zhang, Th. Koschny, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis: *Low-loss metamaterials based on classical electromagnetically induced transparency*. Phys. Rev. Lett., 102:053901, Feb 2009.
- [82] V. Milosevic, B. Jokanovic, R. Bojanic, and B. Jelenkovic: *Classical electromagnetically induced transparency in metamaterials*. Microwave Review, 19(2):76–81, dec 2013.
- [83] Cihan Kurter, Philippe Tassin, Lei Zhang, Thomas Koschny, Alexander P. Zhuravel, Alexey V. Ustinov, Steven M. Anlage, and Costas M. Soukoulis: *Classical analogue of electromagnetically induced transparency with a metal-superconductor hybrid metamaterial*. Phys. Rev. Lett., 107:043901, Jul 2011.

- [84] J.S.G. Hong and M.J. Lancaster: *Microstrip Filters for RF / Microwave Applications*. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. Wiley, 2004, ISBN 9780471464204.
- [85] Jeffrey C Lagarias, James A Reeds, Margaret H Wright, and Paul E Wright: *Convergence properties of the Nelder–Mead simplex method in low dimensions*. SIAM Journal on optimization, 9(1):112–147, 1998.
- [86] Stephen E Harris, JE Field, and A Imamoglu: *Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency*. Physical Review Letters, 64(10):1107, 1990.
- [87] Mário Silveirinha and Nader Engheta: *Tunneling of electromagnetic energy through subwavelength channels and bends using ϵ -near-zero materials*. Phys. Rev. Lett., 97:157403, Oct 2006. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.157403>.
- [88] M. Mitrovic, B. Jokanovic, and N. Vojnovic: *Wideband tuning of the tunneling frequency in a narrowed epsilon-near-zero channel*. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 12:631–634, 2013, ISSN 1536-1225.
- [89] Alexander B Khanikaev, S Hossein Mousavi, Wang Kong Tse, Mehdi Kargar-ian, Allan H MacDonald, and Gennady Shvets: *Photonic topological insulators*. Nature materials, 12(3):233, 2013.
- [90] CL Garrido Alzar, MAG Martinez, and P Nussenzeig: *Classical analog of electromagnetically induced transparency*. American Journal of Physics, 70(1):37–41, 2002.
- [91] R. Bojanic, B. Jokanovic, and V. Milosevic: *Reconfigurable delay lines with split-ring resonators*. Microwave Review, 17(2):7–12, December 2011.
- [92] D. Suter, P.L. Knight, and A. Miller: *The Physics of Laser-Atom Interactions*. Cambridge Studies in Modern Optics. Cambridge University Press, 1997, ISBN 9780521462396.

- [93] Hua Xu, Yuehui Lu, YoungPak Lee, and Byoung Seung Ham: *Studies of electromagnetically induced transparency in metamaterials*. Optics express, 18(17):17736–17747, 2010.
- [94] Philippe Tassin, Lei Zhang, Thomas Koschny, EN Economou, and Costas M Soukoulis: *Planar designs for electromagnetically induced transparency in metamaterials*. Optics express, 17(7):5595–2605, 2009.
- [95] V. Milosevic, R. Bojanic, and B. Jokanovic: *Analiza antisimetričnih splitting rezonatora spregnutih sa vodom pomoću parnog i neparnog moda*. In *ETTRAN 2016 – Zbornik radova 60. konferencije za elektroniku, telekomunikacije, računarstvo, automatiku i nuklearnu tehniku*, 2016.

Биографија кандидата

Војислав Милошевић је рођен 5.4.1986. у Београду, где је завршио основну школу и Математичку гимназију, где је током школовања освојио више награда на националним такмичењима из математике и физике. Године 2005. уписао је Електротехнички факултет у Београду на коме је дипломирао 2009. године на смеру за Микроталасну технику одсека за Телекомуникације, са просечном оценом 9,09. Исте године уписао је дипломске-мастер студије на модулу за Микроталасну технику, које је завршио у априлу 2012. године, са просечном оценом 9,57. У новембру 2012. године уписао је докторске студије на Физичком факултету у Београду, на смеру Квантна оптика и ласери.

На Иституту за физику запослен је од 01.01.2010. године. Био је ангажован на пројекту технолошког развоја ТР-11009 «Дуал-банд и три-банд микроталасна кола и антене базирани на метаматеријалима за комуникационе системе нове генерације», а тренутно ради на пројектима Министарства просвете, науке и технолошког развоја ТР-32024 «Реконфигурабилне, мултибанд и скениране антене на бази метаматеријала за бежичне комуникационе системе и сензоре» и ИИИИ-045016 «Генерисање и карактеризација нанофотонских функционалних структура у биомедицини и информатици».

Као аутор или коаутор има четири рада у међународним часописима (од тога два категорије М21а), преко двадесет учешћа на домаћим и међународним конференцијама, и четири техничка решења категорије М85. Такође је први аутор поглавља објављеног у међународној монографији.

Изјава о ауторству

Име и презиме аутора _____ Војислав Милошевић _____

Број индекса _____ Д-22/2012 _____

Изјављујем


да је докторска дисертација под насловом

Асиметрични резонатори као елементи јединичних ћелија једнодимензионалних метаматеријала

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

Потпис аутора

У Београду, 3.8.2018.



Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Војислав Милошевић

Број индекса Д-22/2012

Студијски програм Квантна оптика и ласери

Наслов рада Асиметрични резонатори као елементи јединичних
ћелија једнодимензионалних метаматеријала

Ментор Др Бранка Јокановић

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла ради похрањена у **Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду**.

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

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

Потпис аутора

У Београду, 3.8.2018.



Војислав Милошевић

Изјава о коришћењу

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

Асиметрични резонатори као елементи јединичних ћелија једнодимензионалних метаматеријала

која је моје ауторско дело.

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

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

1. Ауторство (CC BY)

2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)

3. Ауторство – некомерцијално – без прерада (CC BY-NC-ND)

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)

5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)

6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци.
Кратак опис лиценци је саставни део ове изјаве).

Потпис аутора

У Београду, 3.8.2018.

