

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].

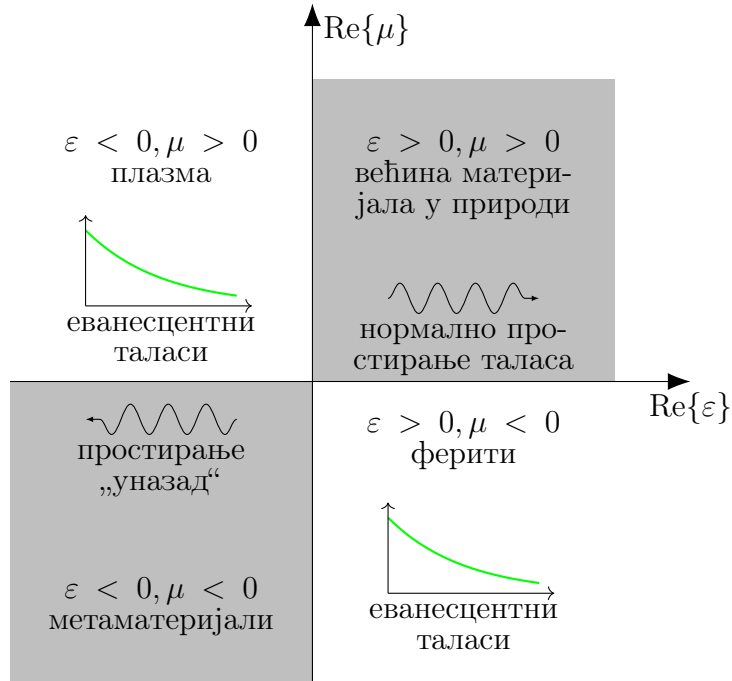
Тешко је дати прецизну и свеобухватну дефиницију метаматеријала, услед постојања велике разноликости у самој области. Једна од могућих дефиниција гласи да су то вештачке композитне структуре, које поседују необичне особине, које је тешко, или немогуће, наћи у природи [3]. Према [4], метаматеријали су 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). Смит и др. су показали како се ово својство може реализовати помоћу метаматеријала на микроталасним учестаностима [7], што је последично генерисало огромно интересовање за ову област. Да би се разумели разлози за то, потребно је размотрити особине средине са истовремено негативним параметрима. Ово је први учинио Веселаго у свом познатом раду, хипотизирајући постојање такве средине, које је предатирало реализацију за више од тридесет година [8].

1.2 Особине средине са истовремено негативним параметрима ε и μ

1.2.1 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 [8]. 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 свODE 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 правилем десне руке. Промена знака ε и μ мења оријентацију, па у том случају ови вектори чине триплет повезан правилем 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*).

1.2.2 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 [9]. Познато је да све физичке средине, осим вакуума, испољавају одређену дисперзију. Тачан израз за квазимонохроматски таласни пакет који се простира у дисперзивној средини дат је са [10]:

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

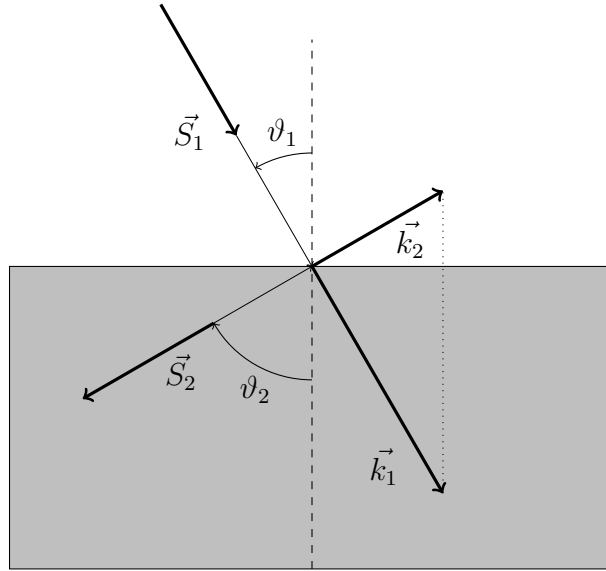
при чему се изводи рачунају на централној учестаности. Узимајући у обзир (1.8), услов за позитивну густину енергије гласи:

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

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.

1.2.3 Негативна рефракција

Замислимо талас, инцидентан на граничну површину која раздваја „леворуку“ и обичну средину ($\varepsilon, \mu > 0$), као што је приказано на сл. 1.2. Гранични



Слика 1.2: Преламање таласа на граници између обичне (1) и „леворуке“ средине (2).

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:

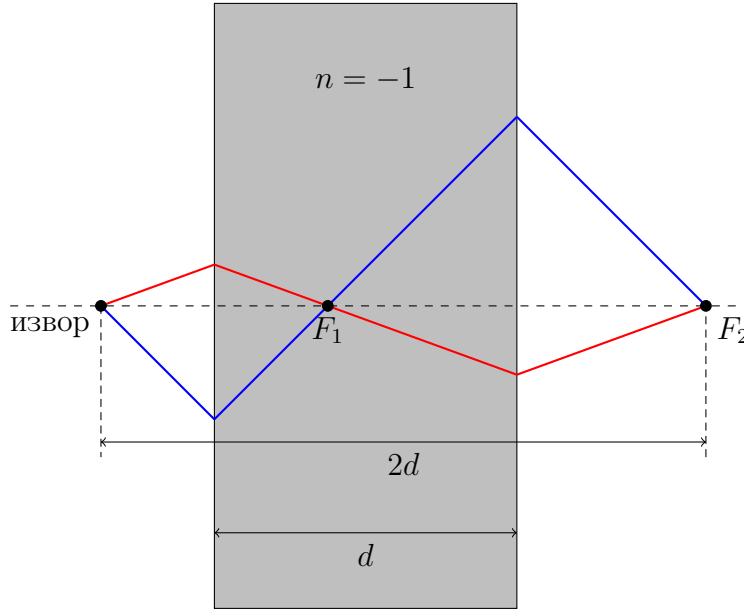
$$\frac{\sin \vartheta_1}{\sin \vartheta_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.10)$$

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 [9].

1.2.4 Савршено сочиво

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. 1.3). На граничним површинама, упадни зраци се преламају под истим углом под којим долазе, симетрично у односу на

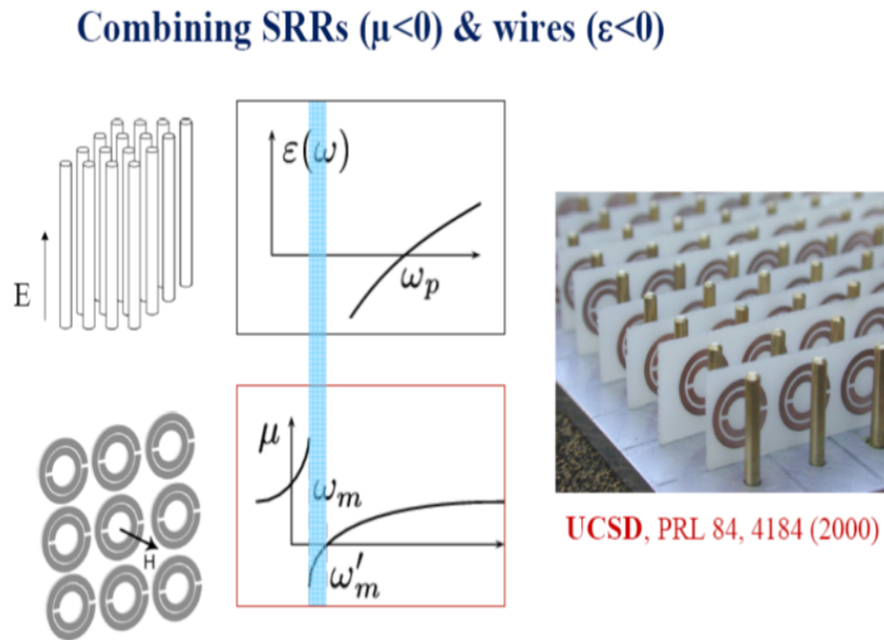


Слика 1.3: Сочиво...

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 [8].

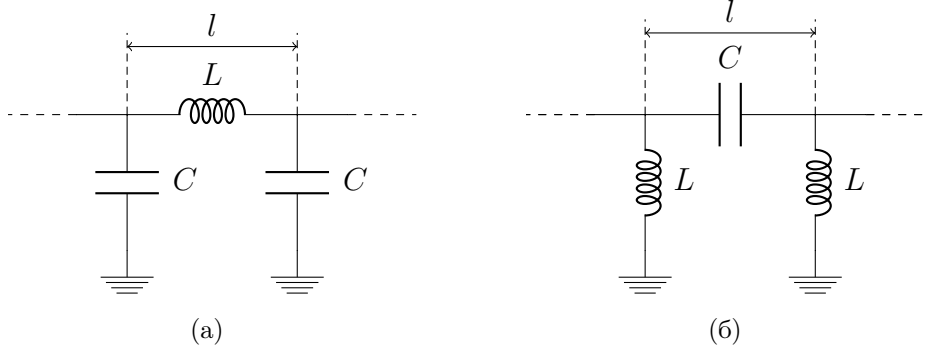
Како би се детаљније испитала способност плоче материјала са негативним индексом да се понаша као сочиво, није довољна апроксимација геометријске оптике, већ је потребно размотрити понашање електромагнетних таласа. Најзанимљивији случај је материјал са $\epsilon/\epsilon_0 \rightarrow 1$ и $\mu/\mu_0 \rightarrow 1$. Пендри је показао, у свом познатом раду, да је овакво сочиво у стању да реконструише комплетно поље из равни извора на растојању $2d$ [11]. 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 [9]. У пракси се морају размотрити губици, који онемогућавају постизање идеалних резултата, али у литератури се могу наћи извештаји о оствареној резолуцији испод дифракционог лимита [12].

1.3 Историјат



Слика 1.4: Експериментална реализација метаматеријала са негативним индексом [7].

Прошло је више од тридесет година од Веселагове теоријске спекулације до реализације негативног индекса помоћу метаматеријала. Историјски, коришћење периодичних структура за синтезу диелектричне константе у микроталасној техници датира из педесетих година прошлог века, када су биле познате под термином „вештачки диелектрици“ (*artificial dielectric*) [13]. Пендри је предложио коришћење резонатора у облику прстена са процепом, тзв. сплит ринг резонатор, СРР (*split-ring, SRR*) за синтезу негативне пермеабилности [14]. Комбинацијом ова два приступа, фабриковани су метаматеријали који испољавају негативни индекс преламања у микроталасном опсегу [7].



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

1.4 Метаматеријали и водови

1.4.1 Дуални вод

Паралелно са развојем тродимензионалних метаматеријала, појавио се алтернативни концепт за реализацију негативног индекса преламања, односно инверзних таласа, на бази теорије водова [15, 16, 17]. Наиме, постоји аналогија 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:

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

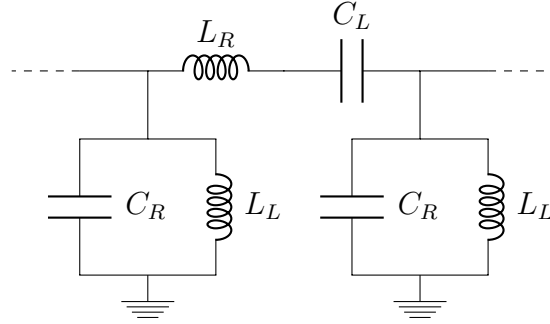
$$Z_B = \sqrt{\frac{L}{C}} \equiv Z_C, \quad (1.14)$$

где је Z_C карактеристична импеданса вода испуњеног обичним диелектриком.

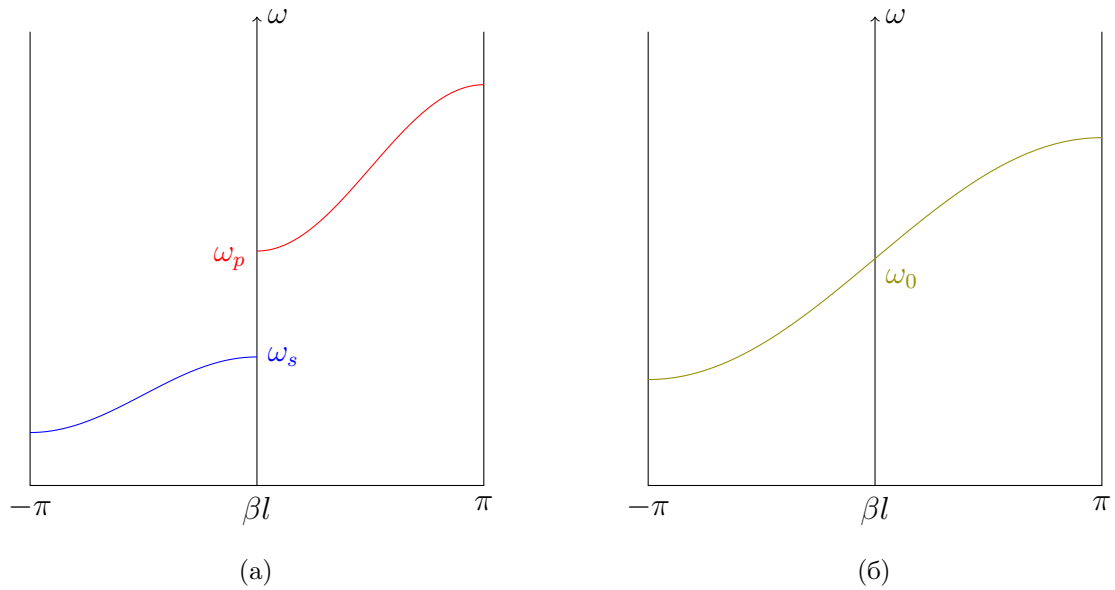
У овој апроксимацији се може показати да су параметри ефективног диелек-

трика, који би испуњавао овакав вод, негативни [9].

1.4.2 Композитни водови



Слика 1.6: Композитни вод.



Слика 1.7: Дисперзија фазне константе простирања на композитном воду.

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 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 лите-

ратури 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 *баланси композитни вод*, и занимљив је за многе примене, зато што омогућава манипулацију са фазним померајем на воду, задржавајући стабилну карактеристичну импедансу.

Приликом реализације композитних структура, најпре је потребно одабрати основни вод – носилац. Иако је у принципу могуће користити било коју врсту вода, због лакоће фабрикације 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



Слика 1.8: Пример композитног вода [18].

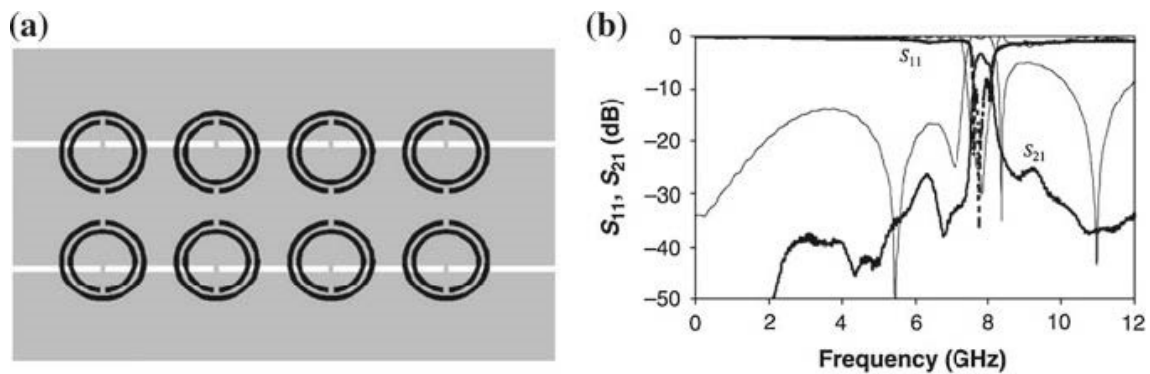
користити готове компоненте са концентрисаним параметрима или дистрибуиране компоненте у техници водова. У првом случају су димензије реактивних елемената мање, па је самим могуће остварити већи опсег у коме се структура понаша као ефективно хомогена. С друге стране, вредности доступних реактанси су 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 [19]; подешавање импедансе у опсегу који је недоступан помоћу класичних водова [20]; антене са „цурећим“ таласом (leaky-wave), које се могу скенирати „уназад“ [21]. Такође, концепт дуалног вода може се проширити у две димензије, за синтезу планарних метаматеријала [12, 22].

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 негатив-

них 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 [9].

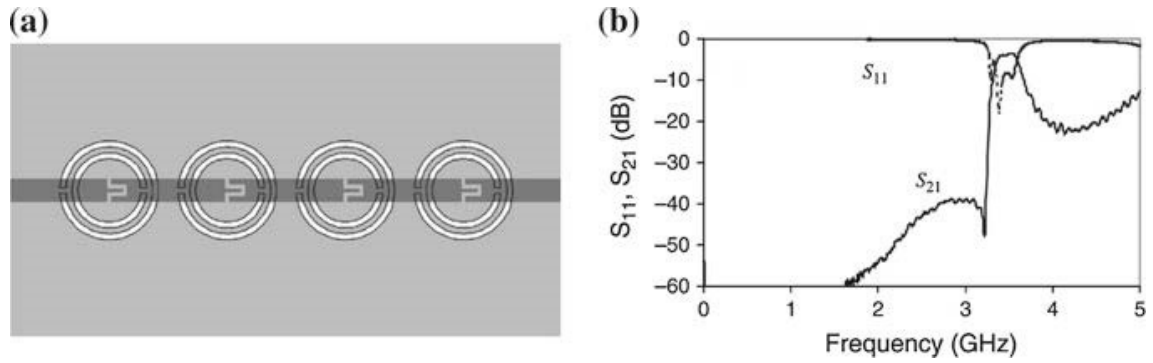


Слика 1.9: Резонантни „леворуки“ вод на бази копланарног таласовода [23].

Први пример „леворуког“ резонантног вода предложен је у [23] 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 врући проводник са масом.

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 [25, 26, 27]. Треба приметити да често ове примене нису директно по-



Слика 1.10: Резонантни „леворуки“ вод на бази микрострип вода [24].

везане са концептом метаматеријала и ефективног хомогеног медијума. Уместо тога, фокус је на контроли дисперзије и карактеристичне импедансе на воду, као и на малој електричној величини. 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*).

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. Shamoniina: *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] Виктор Георгиевич Веселаго: *Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ* . Успехи физических наук, 92(7):517–526, 1967.
- [9] 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.

- [10] Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц: *Электродинамика сплошных сред*. Теоретическая физика. Наука, Москва, 1982.
- [11] J. B. Pendry: *Negative refraction makes a perfect lens*. Phys. Rev. Lett., 85:3966–3969, Oct 2000.
- [12] 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.
- [13] Walter Rotman: *Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media*. IRE Transactions on Antennas and Propagation, 10(1):82–95, 1962.
- [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] 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.
- [16] 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.
- [17] 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.
- [18] C. Caloz and T. Itoh: *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications*. Wiley, 2005, ISBN 9780471754312.
- [19] 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.

- [20] 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.
- [21] 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.
- [22] 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.
- [23] 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.
- [24] 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.
- [25] 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.
- [26] Jordi Naqui, Miguel Durán-Sindreu, and Ferran Martín: *Alignment and position sensors based on split ring resonators*. Sensors, 12(9):11790–11797, 2012.
- [27] F. J. Herraiz-Martinez, F. Paredes, G. Zamora Gonzalez, F. Martin, and J. Bonache: *Printed magnetoinductive-wave (miw) delay lines for chipless rfid ap-*

plications. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 60(11):5075–5082, Nov 2012, ISSN 0018-926X.