

Ю.М. ПОПЛАВКО, Ю.В. ДІДЕНКО, Д.Д. ТАТАРЧУК

Національний технічний університет України

“Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського”

(Просп. Берестейський, 37, Київ 03056)

МЕТАМАТЕРІАЛИ

У МІКРОХВИЛЬОВОМУ ДІАПАЗОНІ ЧАСТОТ

УДК 538.9

Метаматеріали визначаються як штучні матеріали, що складаються з періодичних структурних одиниць та мають незвичайні властивості, які зазвичай не зустрічаються в природі. Особливий інтерес у мікрохвильовому діапазоні частот становлять матеріали, які взаємодіють з електромагнітним полем так, ніби вони мають негативну діелектричну проникність та/або магнітну проникність. У звичайних матеріалах негативна діелектрична або магнітна проникність можлива в діапазоні частот антирезонансів поляризації або намагніченості. У статті розглядається можливість класифікації метаматеріалів за негативними значеннями їх сприйнятливостей, оскільки саме ці параметри характеризують протифазну реакцію речовини на прикладене електромагнітне поле. Тому є певні підстави для розширення звичайного поняття метаматеріалів стосовно їх використання в мікрохвильовому діапазоні частот.

Ключові слова: діелектрична сприйнятливість, магнітна сприйнятливість, метаматеріали, мікрохвильові захисні матеріали.

1. Вступ

У мікрохвильовому діапазоні частот метаматеріали використовуються для формування діаграми спрямованості антени та зменшення відбиття радіолокаційного променя від об'єкта, що підлягає захисту. Тут метаматеріал поєднує високий хвильовий опір діелектричного середовища (повітря) з низьким хвильовим опором металевої поверхні. Негативна діелектрична або магнітна проникність спостерігається у звичайних діелектриках та магнетиках, тому розгляд фізичних механізмів цього явища може бути корисним для розробників штучних метаматеріалів для мікрохвильового діапазону.

При класифікації метаматеріалів зазвичай використовуються значення діелектричної проникності ϵ та магнітної проникності μ , які входять у рівняння Максвелла $D = \epsilon_0 \epsilon E$ та $B = \mu_0 \mu H$. У ваку-

умі відносні значення цих параметрів дорівнюють $\epsilon = 1$ та $\mu = 1$, тому їх справжні значення (включаючи негативні) створюються електричною поляризацією $P = \epsilon_0 \chi E$ та намагніченістю $M = \mu_0 \kappa H$, відповідно. Отже, $\epsilon = 1 + \chi$ та $\mu = 1 + \kappa$, де χ – це діелектрична, а κ – магнітна *сприйнятливості* речовини. Справжніми ефективними параметрами повинні бути саме вони, оскільки χ відображає здатність до електричної поляризації, а κ характеризує магнітну реакцію речовини на прикладене електромагнітне поле. Тому для метаматеріалів більш природно розглядати негативні значення діелектричної та магнітної сприйнятливостей (тобто $\chi < 0$ та $\kappa < 0$).

Якщо не обговорювати різні застосування композитів для екранування хвиль мікрометрового діапазону та виготовлення напрямних елементів антен, то можна припустити, що метаматеріали включають не лише традиційні “подвійно негативні” матеріали, тобто з $\epsilon < 0$ та $\mu < 0$ [1–3], а й два типи “*одноразово негативних*” матеріалів, тобто речовин з негативною індукованою поляризацією (де $\chi < 0$ та $\epsilon < 1$, але $\kappa > 0$ та $\mu > 1$) та речовин з негативною індукованою намагніченістю (де $\kappa < 0$ та $\mu < 1$, але $\chi > 0$ та $\epsilon > 1$). Таке розширення відомої концепції на випадки “*одноразо-*

Цитування: Поплавко Ю.М., Діденко Ю.В., Татарчук Д.Д. Метаматеріали у мікрохвильовому діапазоні частот. *Укр. фіз. журн.* **70**, №7, 492 (2025).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

во негативних” квазіметаматеріалів не суперечить традиційним поняттям.

2. Взаємодія електромагнітних хвиль з різними речовинами

При розгляді поширення електромагнітних (ЕМ) хвиль у різноманітних середовищах можливо зустріти багато різних комбінацій їх електромагнітних параметрів. На рис. 1, в умовній системі координат, в якій вздовж осей відкладені діелектрична, χ , та магнітна, κ , сприйнятливості (в припущенні, що ці параметри ізотропні), зображено чотири можливі випадки.

Майже всі *природні* матеріали, електромагнітні параметри яких розташовані *поза* квадрантом I, можна умовно класифікувати як різні прояви квазіметаматеріалів, хоча за своєю природою вони не є метаматеріалами. Річ у тім, що в певному вузькому частотному інтервалі (а саме вище резонансної частоти поляризації або намагніченості) звичайні речовини в області антирезонансів виглядають як одноразово негативні квазіметаматеріали (ці прояви будуть детальніше описані в розділах 3 та 4). У діелектриках це можуть бути резонанси деяких механізмів поляризації або п'єзоелектричні резонанси, тоді як у магнетиках можливі доменні або спин-орбітальні резонанси намагніченості.

Поняття негативної сприйнятливості відповідає тому, що при впливі на матеріал змінного електромагнітного поля в певному діапазоні частот фаза змінної поляризації (або намагніченості) протилежна фазі поля, що діє на матеріал. Ємнісний струм (що відображає електричну поляризацію) випереджає фазу електромагнітного поля на $\pi/2$, тоді як індуктивний струм (що відповідає намагніченості) відстає від фази прикладеного поля на $\pi/2$. Коли частота ω електромагнітного поля змінюється та наближається до резонансу, різниця фаз між електричним (або магнітним) відгуком та електромагнітним ефектом зменшується. В результаті на резонансній частоті їхні фази збігаються та спостерігається максимум $\epsilon(\omega)$ або $\mu(\omega)$. Але безпосередньо вище резонансної частоти фази електромагнітного ефекту та квазіпружного відгуку стають протилежними, тому поляризація (або намагніченість) негативна, отже сприйнятливість також повинна бути негативною. Для досягнення цього електрично заряджені або магнітні частинки, що ко-

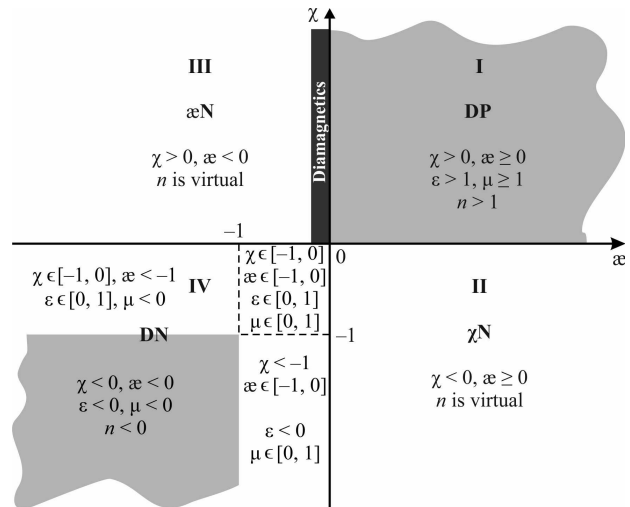


Рис. 1. Класифікація поведінки різних середовищ залежно від впливу електромагнітного випромінювання: квадрант I – подвійно позитивні (ПП) середовища, що відповідають електромагнітним характеристикам звичайних матеріалів; квадрант II – середовища з негативною індукованою поляризацією (χN); квадрант III – середовища з негативною індукованою намагніченістю (κN); квадрант IV – подвійно негативні (ПН) середовища, що відповідають матеріалам з негативною реакцією поляризації та намагніченості на електромагнітне поле

ливаються в електромагнітному полі, повинні мати інерцію, яка змушує їх рухатися в напрямку прикладеної сили.

2.1. Подвійно позитивні (ПП) матеріали

Квадрант I на рис. 1 символічно охоплює всі поширені матеріали, які не пов'язані з метаматеріалами. Вони мають позитивні значення $\chi > 0$ та $\kappa > 0$, що означає, що для них $\epsilon > 1$ та $\mu \geq 1$, тобто їх показник заломлення електромагнітної хвилі, що падає з вакууму на матеріал і частково поширюється в середовищі, є позитивним ($n > 1$). В електромагнітному спектрі будь-якого діелектрика є деякі області (зазвичай розташовані в далекій інфрачервоній та оптичній частинах спектра), де $\chi(\omega) < 0$ через затримку реакції поляризації; тому в цьому винятковому випадку цей матеріал буде розташований у квадранті II. Аналогічно, негативний параметр $\kappa(\omega)$ феромагнетиків, зумовлений доменами або спин-гратковими резонансами, може з'явитися в квадранті III в області магнітних резонансів.

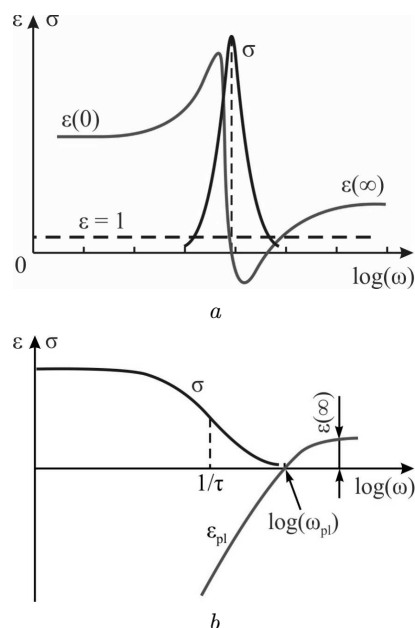


Рис. 2. Частотні залежності діелектричної проникності ϵ та провідності σ ; резонансна дисперсія поляризації в діелектрику (а), $\epsilon(0)$ – діелектрична проникність до дисперсії, $\epsilon(\infty)$ – діелектрична проникність після дисперсії; плазмонний резонанс у металах (б), τ – час релаксації, ω_{pl} – частота плазмонного резонансу

Коли електромагнітна хвиля падає на поверхню діелектрика, відбувається його поляризація, що приводить до випромінювання вторинних хвиль у всіх напрямках (на кшталт дипольної антени). Всі ці хвилі підсумовуються, що, відповідно до принципу Гюйгенса–Френеля, приводить до їх часткового відбиття та заломлення. Коли електромагнітна хвиля падає на поверхню провідника, виникають внутрішні коливання електронів. Останні генерують електромагнітне поле, яке прагне компенсувати цей ефект, що приводить до майже повного відбиття електромагнітної хвилі від провідника. Все вищесказане стосується однорідних матеріалів.

2.2. Подвійно негативні (ПН) матеріали

Квадрант IV на рис. 1 відповідає попередникам метаматеріалів. Ці речовини найбільше обговорюються та застосовуються на практиці [2, 3]. Їх обидві сприйнятливості негативні ($\chi < 0$ та $\kappa < 0$) у певному діапазоні частот. Зазвичай ці матеріали характеризуються значеннями $\epsilon < 0$ та $\mu < 0$ і

мають негативне значення показника заломлення, $n = -\sqrt{\epsilon\mu} < 0$.

Незатоновані області в квадранті IV відповідають випадкам, коли негативні значення сприйнятливостей не досягають значення -1 , і тому важко оцінити знак показника заломлення, оскільки діелектрична та/або магнітна проникність у цих незатонованих областях може змінювати свій знак. Що стосується затонованої області, ці матеріали описані в сотнях робіт і мають багато застосувань, тому немає сенсу повторювати їх тут.

3. Явища негативної електричної поляризації

У квадранті II на рис. 1 показано особливий випадок, коли фаза електричної поляризації змінюється з часом протилежно до фази збуджуючого електричного поля. Тоді спостерігається негативне значення діелектричної сприйнятливості: $\chi < 0$ та $\epsilon < 1$, але з позитивним значенням магнітної сприйнятливості: $\kappa > 0$ та $\mu > 1$. При цьому показник заломлення n має уявне значення, і відбувається велике поглинання з майже повним відбиттям електромагнітних хвиль.

У діелектриках негативний параметр $\chi < 0$ відповідає такому діапазону частот, в якому відбувається діелектрична дисперсія резонансної поляризації (рис. 2, а). На радіочастотах це може бути п'єзоелектричний резонанс; у мікрохвильовому діапазоні такий резонанс (але згасаючий) можуть мати сегнетоелектрики; а в іонних кристалах на далеких інфрачервоних частотах відбувається резонанс поляризації кристалічної ґратки.

При резонансній діелектричній дисперсії діелектрична проникність проходить через максимум і мінімум, а ефективна провідність проявляється у вигляді різкого максимуму $\sigma(\omega)$ на резонансній частоті ω_0 : $\sigma_{\max} = \epsilon_0 \Delta\epsilon\omega_0/\Gamma$, де Γ – коефіцієнт затухання, а $\Delta\epsilon$ – діелектричний внесок даної поляризації [4]. Ефективна провідність збільшується через ослаблення пружних зв'язків між іонами кристалічної ґратки при наближенні до резонансу. Зазвичай іонні резонанси ґратки спостерігаються в далекому інфрачервоному діапазоні, але у випадку п'єзоелектричних резонансів частота залежить від розміру п'єзоелектричного елемента. Щоб застосувати ці резонанси до мікрохвиль, п'єзоелектричні резонатори повинні мати розмір у кілька мікрометрів, що можливо в мікроелектроніці.

3.1. Особливості плазмового плазмонного резонансу

Плазма створюється високорухливими електронами, що рухаються в катіонній ґратці металів і напівпровідників. Електронна плазма в провідниках проявляє квазірезонансні характеристики: внаслідок інерції носіїв заряду провідність зменшується до нуля на частотах вище 10^{16} Гц (рис. 2, а). У цьому випадку з'являється негативний внесок в ефективну діелектричну проникність, який зростає вище частоти плазмового резонансу (ω_{pl}) до позитивного значення ε_{∞} . Це – поляризація електронних оболонок, яка для різних металів характеризується значеннями $\varepsilon_{\infty} = 4-8$. За умови, що гранична діелектрична проникність металу дорівнює $\varepsilon_{\infty} = 1$, плазмову частоту можна оцінити значенням $\omega_{\text{pl}} = \sqrt{ne^2/(m\varepsilon_0)}$ [4].

Збуджений прикладеним полем електрон металу починає свій прискорений рух вздовж вільного пробігу, але цей рух неминуче переривається зіткненням електрона, що супроводжується дисипацією набутої ним енергії. Зі збільшенням частоти має настати момент, коли електричне поле змінює свій напрямок, перш ніж відбудеться зіткнення електрона. Тому він деякий час рухається в протифазі до прикладеного змінного поля, і цей процес повторюється. Дисперсія провідності металу описується формулами

$$\begin{aligned}\sigma'(\omega) &= \frac{\sigma(0)}{1 + \omega^2\tau^2}; \\ \sigma''(\omega) &= -\frac{\sigma(0)\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}; \\ \sigma(0) &= \frac{ne^2\tau}{m},\end{aligned}$$

де τ – час релаксації електронів, n – їх концентрація, e – заряд електрона, а m – його маса. Комплексна провідність $\sigma^*(\omega) = \sigma'(\omega) + i\sigma''(\omega)$ пов'язана з комплексною діелектричною проникністю $\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega)$ з урахуванням ультрафіолетового внеску в діелектричну проникність ε_{∞} , показану на рис. 2, b:

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_{\infty} \frac{ne^2}{m\varepsilon_0(\omega^2 - i\omega\gamma)} = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{\omega^2 - i\omega\gamma},$$

де $\varepsilon^*(\omega)$ виражається через плазмову частоту ω_{pl} , тоді як коефіцієнт затухання γ плазмових коли-

вань є оберненим часом релаксації: $\gamma = 1/\tau$. Мікрохвильові вимірювання показують, що негативна діелектрична проникність високопровідних металів наближається до кількох тисяч [4], тоді як для низькопровідних магнітних металів вона становить лише кілька сотень.

Наприкінці оптичної дисперсії $\sigma(\omega)$, як видно з рис. 2, b, при великих ω провідність матеріалу σ , тобто рухливість вільних електронів, настільки зменшується, що вони більше не екранують вплив електричного поля на електронні оболонки іонів, тому роль поляризації останніх, що характеризується величиною ε_{∞} , стає значною. У нанорозмірних металевих частинках ці процеси помітні навіть на мікрохвильовому рівні. При цьому нанотехнології дозволяють контролювати електромагнітні властивості речовини. Характеристики поглинання та пропускання змінюються особливо сильно при переході до нанорозмірних металевих частинок. Однак у металах зі зниженою електропровідністю та особливо у дрібнодисперсних одно-, дво- та тривимірних металевих частинках (які саме використовуються як наповнювачі для поглинаючих мікрохвильових композитів), інерція електронів провідності стає помітною вже при міліметрових і навіть сантиметрових хвилях, що призводить до поглинання мікрохвиль.

Зменшення дійсної частини провідності, показане на рис. 2, b, зумовлене затримкою дрейфового руху електронів. Саме це призводить до негативної діелектричної проникності металів $\varepsilon'(\omega) = \sigma'(\omega)/(\varepsilon_0\omega)$, пов'язаної з уявною частиною провідності. Така поведінка електронного газу в металах у дуже високочастотному електромагнітному полі вимагає введення концепції плазмової частоти.

Штучно створені ε -негативні середовища можуть бути реалізовані в композитних метаматеріалах, створених переважно на основі *металевих* компонентів. В принципі, *діелектричні* сфери, циліндри тощо на мікрохвильових частотах також можуть бути компонентами метаматеріалів, наприклад, як діелектричні резонатори (ДР). Їх можна реалізувати за допомогою діелектриків зі збільшеною діелектричною проникністю ($\varepsilon \geq 20$) за умови, що розмір ДР кратний половині хвилі в діелектрику; проте ДР як метаматеріали не знайшли помітного поширення.

Натомість, для створення штучних резонансних структур найбільшого поширення здобули мета-

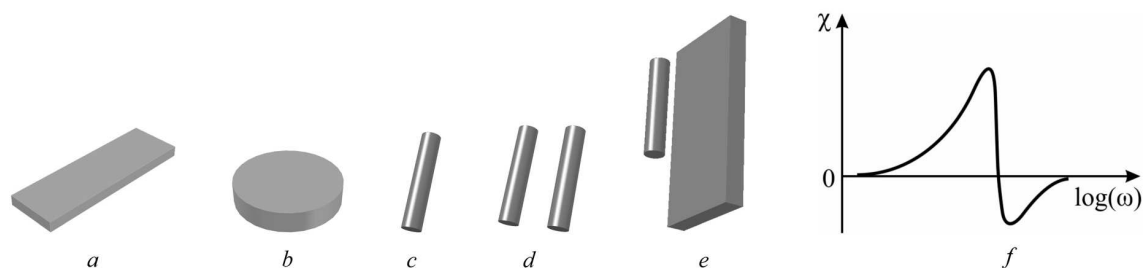


Рис. 3. Ємність C металевих фрагментів: пласка смуга (а), $C = S/(4\pi h)$, S – площа, h – товщина; диск (b), $C = 2r/\pi$, r – радіус; шматок дроту (c), $C \approx l/[2 \ln(l/r)]$, r – радіус, l – довжина; два паралельні дроти (d), $C = l/[4 \operatorname{acosh}(d/2r)]$, r – радіус, l – довжина, d – відстань; дріт біля стінки (e), $C = l/[2 \operatorname{acosh}(d/r)]$, r – радіус, l – довжина, d – відстань; ємність, що входить до резонансного контуру, моделює діелектричну сприйнятливість (f)

леві елементи різної форми, розміри яких відповідають довжині хвилі. Цьому сприяє той факт, що метал має високорухливі електрони, які майже безінерційно реагують на швидкозмінне електромагнітне поле. Завдяки спеціальному підбору форми, розміру та відповідної конструкції металевих елементів можна отримати як позитивні, так і негативні значення так званої “діелектричної сталої”.

Цей метод давно використовується для отримання, наприклад, штучних середовищ, що містять металеві компоненти, які в певному діапазоні частот демонструють той чи інший вид “діелектричної поляризації” шляхом специфічної реакції метаатомів, що утворюють композит. У цьому випадку структури, що використовуються для керування мікрохвилями, дуже нагадують ті композитні матеріали, які зараз називають метаматеріалами. Різні явища проходження електромагнітних хвиль через такі композити, виготовлені з металевих компонентів (“діелектричні структури”), були експериментально реалізовані та широко застосовані [5]. Таким чином, реальна речовина в певному діапазоні частот “замінюється” тією чи іншою просторовою ґраткою металевих елементів. При цьому, підбираючи відповідні параметри для конкретної довжини хвилі λ , виходять з принципів подібності, тобто відстань між елементами та розміри елементів повинні бути малими у порівнянні з λ .

Компоненти, з яких складається метаматеріал, повинні мати певну величину ємності та індуктивності. Для створення ємності (що забезпечує накопичення електричного заряду) або індуктивності (що забезпечує спрямований рух зарядів) у певних елементах необхідно використовувати матеріал з високою рухливістю вільних електронів, тобто

метал. Щоб зрозуміти принцип розробки конструкції метаатомів, призначених для різних цілей, доцільно спочатку розглянути розрахунок елементарних ємностей (індуктивності будуть розглянуті пізніше).

Ємність провідника залежить від усіх його розмірів, тобто ємність дроту залежить не лише від його довжини та вигину, а й від його товщини, тоді як ємність площі поверхні (смужки) залежить не лише від її довжини та ширини, а й від її товщини. Тому при масштабуванні (тобто при перенесенні певної конструкції метаатома з одного частотного діапазону в інший) необхідно враховувати товщину ємнісних елементів (наприклад, при масштабуванні зі зменшенням у 100 разів товщина металевої смужки збільшується на ту саму величину).

Ємність провідника вказує на його здатність накопичувати електричний заряд: $C = q/\varphi$ (розмірність $[C] = \text{Кл/В} = \text{Ф}$). Наприклад, ємність металевої сфери радіуса r становить $C = 4\pi\epsilon_0\epsilon r$, тобто в системі CGS вона дорівнює радіусу сфери: $C = r$ см (1 пФ = 0,9 см). На рис. 3 деякі випадки розглянуто з розрахунковими даними, взятими в сантиметрах (відповідно до системи CGS, де 1 см = 1,1 пФ). Якщо елементи розташовані в діелектричному середовищі (наприклад, у полімерному композиті), то розрахункові формули слід помножити на відносну діелектричну проникність середовища ϵ .

Традиційно метаатоми композиту (що складається з подібних металевих елементів) розглядаються в рамках фізичної моделі атомів у кристалі: ґратка з малих розсіюючих частинок (моделюючих атоми) повинна мати період, значно менший за довжину хвилі електромагнітного випромінюва-

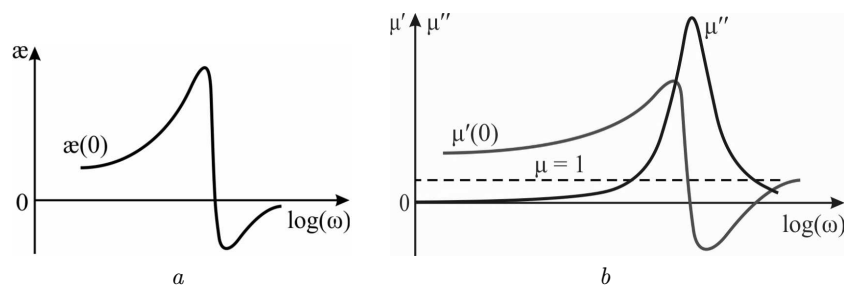


Рис. 4. Частотні залежності магнітної сприйнятливості χ (a) та проникності μ (b) при резонансній дисперсії намагніченості. $\chi(0)$ та $\mu(0)$ – це значення сприйнятливості та проникності, відповідно, до дисперсії; $\mu = 1$ – проникність після дисперсії

ння. У певному (досить вузькому) діапазоні частот така ґратка може поводити себе як “суцільне середовище”. Але для отримання бажаного ефекту необхідно виконати певні вимоги. При цьому головне – це врахувати, що розміри самих елементів та відстань між ними в ґратці повинні бути меншими за довжину хвилі. Наразі такі вимоги є типовими при виборі метаматеріалів.

4. Явища негативної намагніченості

Квадрант III на рис. 1 включає особливі випадки, коли деякі матеріали в певному діапазоні частот демонструють негативне значення магнітної сприйнятливості ($\chi < 0$ та $\mu < 1$) та одночасно мають позитивну діелектричну проникність ($\chi > 0$ та $\varepsilon > 1$). Слід зазначити, що у більшості природних речовин магнітна сприйнятливості дуже мала, і отже $\mu \approx 1$. Саме тому тут помітних відхилень у взаємодії з електромагнітними хвилями не спостерігається. Лише у випадку магнетиків, де може бути $\mu < 0$, показник заломлення для електромагнітних хвиль може мати уявне значення.

Природні матеріали, у яких на будь-яких частотах параметри $\chi < 0$, але $\mu > 0$, є різними типами діамagnetиків. Перший механізм негативного намагнічування існує у будь-якому матеріалі: це – діамagnetизм, зумовлений орбітальними електронними моментами атомів. Другий механізм – це діамagnetизм Ландау, зумовлений квантуванням коливань електронного газу, які у деяких металах можуть домінувати над звичайним парамагнетизмом електронів. Однак з погляду мікрохвильових застосувань обидва ці ефекти є незначними.

Інший випадок з $\chi < 0$, можливий в природних матеріалах, можна спостерігати в певному діапа-

зоні частот у феромагнетиках (більшість з них є металами), антиферомагнетиках (більшість з них є діелектриками) та феритах, де феромагнетизм та антиферомагнетизм співіснують, а провідність не дуже висока.

В електроніці в деяких випадках можна використовувати резонанс магнітних доменів (що відбувається в мегагерцовому діапазоні), тоді як у мікрохвильовому діапазоні дуже важливим механізмом є спин-орбітальний резонанс у феритах. У феромагнетиках та феритах значення сприйнятливості досягає кількох сотень через узгоджену орієнтацію електронних спінів, пов’язаних з кристалічною ґраткою, що надає квазіпружного характеру високої намагніченості. Будь-який резонанс (включно з феромагнітним резонансом) можливий лише за наявності пружного зв’язку в системі; отже, інерція механізму намагнічування зумовлена інерцією певних коливань кристалічної ґратки, пов’язаних з електронними спінами. У більшості магнетиків їх резонансна частота f_{FMR} розташована на початку мікрохвильового діапазону, і слід зазначити, що f_{FMR} тим нижча, чим більша початкова магнітна сприйнятливості $\chi(0)$ (див. рис. 4, a), що розкриває сутність спин-орбітального магнітного резонансу.

Частота f_{FMR} повинна бути нижчою, що відповідає більшому $\mu(0)$. Це означає обмеження для застосування феромагнітних матеріалів у мікрохвильовому діапазоні (це називається законом Снука) [6]. Закон стверджує, що добуток низькочастотної магнітної сприйнятливості та частоти феромагнітного резонансу є постійною величиною для даного феромагнетика: $\chi(0)f_{\text{FMR}} = K_S$. Стала Снука K_S визначається здебільшого складом матеріалу і лише трохи залежить від його структури [2]. Біль-

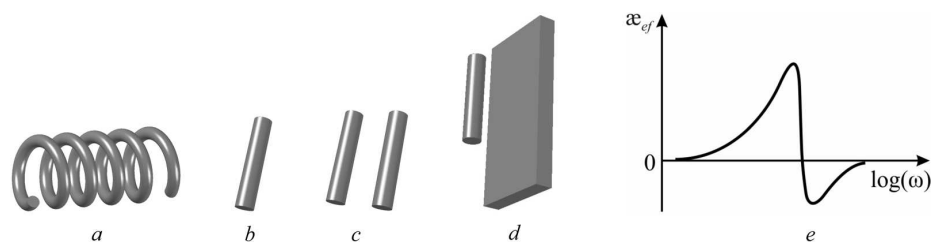


Рис. 5. Індуктивність L металевих фрагментів: соленоїд (а), $L = \mu_0 N^2 S / l$, l – довжина, D – діаметр ($D < l$), N – кількість витків, S – поперечний переріз; прямий дрот (б), $L = \mu_0 l [\ln(l/r) + 1/4] / (2\pi)$, l – довжина, r – радіус; два паралельні дроти (с), $L = \mu_0 l \operatorname{acosh}[d/(2r)] / (2\pi)$, l – довжина, r – радіус, d – відстань між дротами ($d \geq 2r$); дрот, паралельний провідній стінці (д), $L = \mu_0 l \log(2d/r) / (2\pi)$, l – довжина, r – радіус, d – відстань до стінки ($d \geq r$); індуктивність, що входить до резонансного контуру, моделює ефективну магнітну сприйнятливість (е)

ність феритів характеризуються сталою Снукса в діапазоні від 2 до 5 ГГц, але деякі феромагнітні метали та сплави можуть мати значно більше значення K_S через високе насичення намагніченості; наприклад, для заліза $K_S \approx 40$ ГГц. Однак це правило застосовується до об'ємних матеріалів, тоді як у мікрохвильових поглиначачах застосовуються лише дуже малі частинки феромагнітних металів: у вигляді порошків або плівок.

Слід також зазначити, що, незважаючи на подібність резонансних кривих на рис. 4 та 2, механізм магнітного поглинання не є еквівалентним максимуму електричного поглинання, оскільки в природі немає магнітних зарядів, тож ідея ефективної провідності в цьому випадку була б невірною. Поглинання енергії під час магнітного резонансу визначається тим, що електромагнітне поле збуджує особливі коливання магнітного кристала (магнони), які пов'язані з електронними спінами, з'єднаними з ґраткою через орбітальний магнетизм і приводять до електромагнітного резонансу. Через неминучу ангармонічність коливань їх енергія частково передається до “теплого резервуара” хаотично віброуючої кристалічної ґратки.

Штучні магнітні матеріали використовують для контролю значення та знака ефективного параметра $\mu_{\text{ef}}(\omega)$. Цей параметр відрізняється від природного “справжнього” магнетизму. Водночас, збільшення магнітного відгуку штучними метаатомами є дуже важливим для деяких мікрохвильових пристроїв (хоча це можливо застосувати в досить вузькому діапазоні частот).

Обговорюючи можливості розробки поглинаючого мікрохвильового композиту, слід зазначити,

що зростання його діелектричної проникності призводить до небажаного збільшення коефіцієнта відбиття електромагнітних хвиль. Навпаки, додавання магнітної складової до композиту приводить до значного зменшення відбиття цих хвиль, оскільки магнітна проникність компенсує діелектричну проникність (ідеальний випадок – це коли $\epsilon = \mu$). Тому бажано збільшити магнітну “проникність” композиту, хоча б за рахунок штучних “магнітних” включень. Магнітну складову метаатомів (а також діелектричних атомів) можна отримати не обов'язково з магнітного, а з будь-якого металу з малим χ та $\mu \approx 1$. Деякі мініатюрні металеві елементи з власною індуктивністю показано на рис. 5. Це можуть бути схеми, що складаються з розімкнутих витків, або інші структури з резонансними властивостями. Зі збільшенням частоти вище резонансного значення ефективна магнітна проникність стає негативною.

Тому обидва квадранти II та III, показані на рис. 1, включають поодинокі негативні метаматеріали. Їх можна описати як негативним ϵ , так і негативним μ . У природних матеріалах ці випадки відбуваються в певному діапазоні частот і зумовлені резонансною дисперсією діелектричної або магнітної проникності. Ця дисперсія неминуче супроводжується поглинанням енергії електромагнітного випромінювання в певному діапазоні частот. У середовищах з дисперсією електромагнітні хвилі затухають за експоненціальним законом. Тому такі матеріали стають практично непрозорими для електромагнітного випромінювання, якщо їхня товщина перевищує характерну експоненціальну довжину затухання електромагнітних хвиль. При розробці метаматеріалів можливо

отримати багато компромісних рішень, оскільки електромагнітні резонанси штучно збуджуються малими елементами, у яких можна використовувати немагнітний матеріал.

5. Висновки

У статті представлено нетрадиційний підхід до структур, подібних до метаматеріалів. Розгляд ведеться шляхом аналізу взаємодії електромагнітних хвиль з різними середовищами. Річ у тім, що для мікрохвильових технологій інтерес становлять не лише метаматеріали з одночасно негативними діелектричною та магнітною проникностями, а й структури з лише ϵ -негативними або лише μ -негативними параметрами. Розглянута можливість класифікації таких матеріалів за значеннями діелектричної та магнітної сприйнятливостей. Розгляд особливостей взаємодії електромагнітних хвиль з різними середовищами дозволяє вказати на випадки негативної реакції як електричної поляризації, так і намагніченості на прикладене електромагнітне поле. Водночас, не тільки в композитах, а й у природних матеріалах, одна й та сама речовина в певних діапазонах частот може виглядати як зовсім інше електромагнітне середовище. Описані резонансні явища в природних матеріалах можуть мати важливе значення при розробці штучних структур з метаатомів, здатних імітувати діелектричну та магнітну проникності, забезпечуючи негативні значення діелектричної та магнітної проникностей.

1. K. Sun, R. Fan, X. Zhang, Z. Zhang, Z. Shi, N. Wang, P. Xie, Z. Wang, G. Fan, H. Liu, C. Liu, T. Li, C. Yan, Z. Guo. An overview of metamaterials and their achievements in wireless power transfer. *J. Mater. Chem. C* **6**, 2925 (2018).

2. J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE T. Microw. Theory* **47**, 2075 (1999).
3. N. Engheta, R.W. Ziolkowski. *Metamaterials. Physics and Engineering Explorations* (Wiley, 2006) [ISBN: 978-0-471-76102-0].
4. Y. Poplavko, Y. Yakymenko. *Functional Dielectrics for Electronics. Fundamentals of Conversion Properties* (Elsevier, 2020) [ISBN: 978-0-128-18835-4].
5. J. Kruželák, A. Kvasničáková, K. Hložeková, I. Hudec. Progress in polymers and polymer composites used as efficient materials for EMI shielding. *Nanoscale Adv.* **3**, 123 (2021).
6. O. Acher, S. Dubourg. Generalization of Snoek's law to ferromagnetic films and composites. *Phys. Rev. B* **77**, 104440 (2008).

Одержано 06.04.25.

Переклад на українську мову О. Войтенка

Yu.M. Poplavko, Yu.V. Didenko, D.D. Tatarchuk

METAMATERIALS IN RELATION TO MICROWAVES

Metamaterials are defined as artificial materials composed of periodic structural units to obtain their unusual properties that are not usually found in nature. Of particular interest in the microwave range are materials that interact with the electromagnetic field, as if they would have negative permittivity and/or magnetic permeability. In ordinary materials, negative permittivity or magnetic permeability is possible in the frequency range of antiresonances of polarization or magnetization. The paper examines the possibility to classify metamaterials by the negative values of their susceptibilities, since just these parameters characterize the antiphase response of substance to the applied electromagnetic field. Therefore, there are certain grounds for expanding the usual concept of metamaterials in relation to their use in microwaves.

Keywords: dielectric and magnetic susceptibility, metamaterials, microwave protective materials.