

ОГЛЯДОВІ СТАТТІ

УДК 538

МЕТАМАТЕРІАЛИ

І. Болеста

*Львівський національний університет імені Івана Франка,
вул. Ген. Тарнавського, 107, 79017, Львів, Україна.
bolesta@electronics.wups.lviv.ua*

Проаналізовано фізичні основи метаматеріалів – штучно створених структур, які мають унікальні властивості. Розглянуто умови існування одночасно від’ємних значень відносних діелектричної ϵ та магнітної μ проникностей і топологію структур, які їх забезпечують. Обговорено природу незвичайних властивостей метаматеріалів, яка пов’язана з топологією гетероструктур та „включенням” магнітної компоненти хвилі у резонансну взаємодію. Проаналізовано природу від’ємної рефракції та суперрозділення.

Ключові слова: метаматеріали, показник заломлення, діелектрична проникність, магнітна проникність, від’ємна рефракція, суперрозділення

Прогрес розвитку наноелектроніки, і, зокрема, нанооптики зумовлений передусім розробкою нових матеріалів, які мають унікальні властивості, й на основі яких можна розробити принципово нові пристрої та підходи для опрацювання інформації та побудови інформаційних систем. Останніми десятиліттями з’явився новий клас оптичних матеріалів, які називають метаматеріалами. Метаматеріали – це штучно виготовлені структури, які мають особливі, незвичайні електромагнітні властивості. Це твердження безпосередньо виражено у їхній назві, оскільки префікс "мета" у перекладі з грецької означає "поза", що дає змогу трактувати термін "метаматеріали" як структури, електромагнітні властивості яких виходять за межі властивостей компонентів, що їх формують.

Уперше термін "метаматеріали" використано у 2000 році у доповіді Р. Уелсера на форумі Американського фізичного товариства, а також у назві доповіді Е. Яблоновича на цьому ж форумі [1]. Одним з найяскравіших прикладів метаматеріалів є матеріали з від’ємним показником заломлення. Піонерами у дослідженні метаматеріалів вважають В. Веселаго, який заклав теоретичні основи, та Дж. Пендрі, який уперше реалізував експериментально структури з від’ємним показником заломлення [2].

Відкриття метаматеріалів у оптичному діапазоні електромагнітних хвиль дало змогу виявити принципово нові ефекти взаємодії світла з речовиною, що відкрило нові можливості для керування оптичним променем.

Останніми роками досягнуто значних успіхів у теоретичному та експериментальному дослідженні матеріалів з від'ємним показником заломлення [3 - 9]. Розглянемо коротко основні проблеми, що стосуються фізики метаматеріалів.

Хвилі у середовищах з різними знаками відносних діелектричної та магнітної проникностей. Електромагнітні хвилі у середовищах описують рівнянням Гельмгольца, яке для векторів поля $\vec{A} \equiv \vec{E}, \vec{H}$ має вигляд [10]

$$\Delta \vec{A} + k^2 \vec{A} = 0, \quad (1)$$

Розв'язок (1) для плоскої $\left(\frac{\partial}{\partial x} = 0, \frac{\partial}{\partial y} = 0 \right)$ хвилі, що поширюється в напрямі осі $0z$, такий:

$$A = A_0 e^{i(\omega t - kz)}, \quad (2)$$

де

$$k = \frac{\omega}{v} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon \mu} \quad (3)$$

– хвильовий вектор, який вказує на напрям поширення хвилі; c – швидкість світла у вакуумі.

Зі співвідношень (2) і (3) випливає, що можливість поширення хвилі в середовищі визначена комбінацією знаків його відносних діелектричної та магнітної проникностей. Проаналізуємо це твердження детальніше. На рис. 1 показано діаграму можливих значень ε та μ . У ізотропних діелектричних матеріалах, що мають позитивні значення проникностей ($\varepsilon > 0$ і $\mu > 0$, перший квадрант діаграми), можуть поширюватися хвилі, оскільки значення $n = \sqrt{\varepsilon \mu} > 0$. В англійській літературі такі матеріали зазвичай називають двічі позитивними (double positive (DPS)).

З цієї ж причини хвилі існуватимуть також у подвійно негативних середовищах (double negative (DNG)), для яких $\varepsilon < 0$ і $\mu < 0$ (третій квадрант діаграми).

У випадку, коли ε та μ мають різні знаки (мононегативні (single negative (SNG)) матеріали), то поширення хвиль у таких середовищах неможливе. Справді, у матеріалах з такими значеннями проникностей амплітуда хвилі (2) дорівнює $A_0 e^{-kz}$, а отже, зменшується зі збільшенням z , що еквівалентно загасанню хвиль. В англійській літературі такі загасаючі хвилі називають еванесцентними (evanescent waves).

Більшість традиційних ізотропних діелектричних матеріалів потрапляють у перший квадрант діаграми. Другий ($\varepsilon < 0, \mu > 0$, ε – негативні матеріали (ε – negative (ENG)) та четвертий ($\varepsilon > 0, \mu < 0$, μ – негативні матеріали (μ – negative (MNG)) квадранти відповідають непрозорим матеріалам, у яких поширення світла неможливе. Типовими представниками матеріалів з $\varepsilon < 0$ і $\mu > 0$ є метали, для яких діелектричну проникність у моделі Друде описують виразом [11]

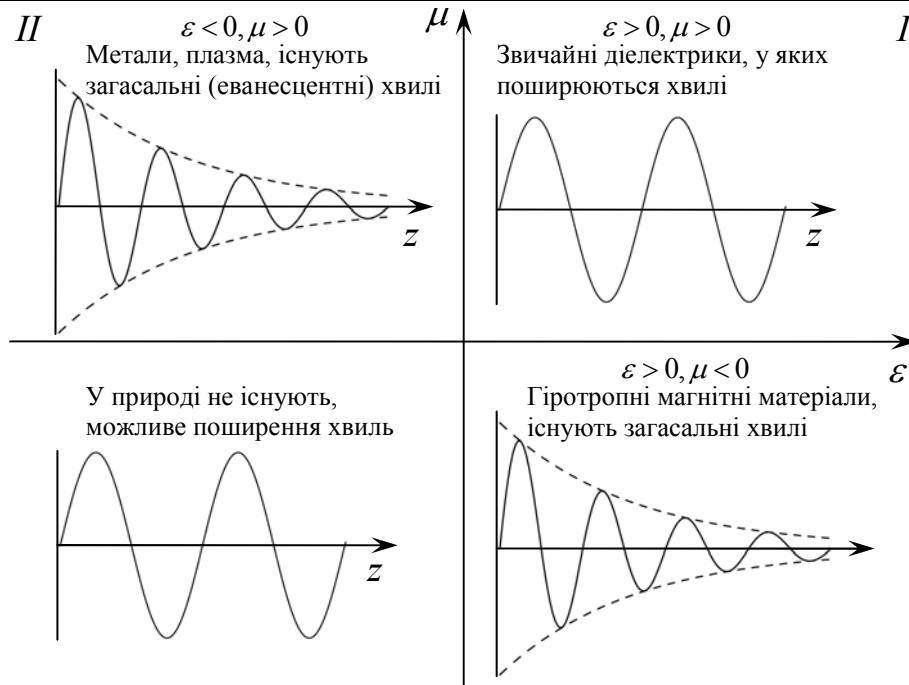


Рис. 1. Діаграма можливих значень ϵ і μ .

$$\epsilon(\omega) \approx 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2}, \tag{4}$$

де ω_{pl} – плазмонна частота, значення якої для більшості металів є в діапазоні $\omega_{pl} \sim 10^{16}$ Гц [9]. З формули (4) бачимо, що на оптичних та надвисоких частотах ($\omega \sim 10^{15}$ Гц і менше) $\epsilon(\omega) < 0$.

Феромагнітні сполуки, для яких в області феромагнітного резонансу $\mu < 0$ та $\epsilon > 0$, можуть слугувати класичними представниками сполук з четвертого квадранта діаграми [12].

У природі нема матеріалів, для яких одночасно $\epsilon < 0, \mu < 0$ (третій квадрант діаграми), тому такі матеріали виготовляють штучно. У випадку, коли $\epsilon < 0$ і $\mu < 0$, значення показника заломлення $n = \pm\sqrt{\epsilon\mu}$ повинно бути від’ємним, тобто від’ємним значенням параметрів середовища відповідає від’ємне значення кореня. Відповідно, такі матеріали називають речовинами з від’ємним показником заломлення, або метаматеріалами.

Умови існування від’ємних значень ϵ та μ . Для виявлення закономірностей, пов’язаних зі зміною знака ϵ та μ , проаналізуємо роторні рівняння Максвелла, у які ці

параметри входять окремо. Цю задачу детально проаналізував В. Веселаго у праці [13], яку вважають основоположною в розгляді фізики матеріалів з від'ємним показником заломлення.

Для плоскої монохроматичної хвилі, що поширюється в напрямі осі oz , рівняння Максвелла, з урахуванням матеріальних рівнянь $\vec{B} = \mu\vec{H}$, $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ запишемо у вигляді

$$\begin{aligned} [\vec{k}\vec{E}] &= \frac{\omega}{c}\mu\vec{H}, \\ [\vec{k}\vec{H}] &= -\frac{\omega}{c}\varepsilon\vec{E}. \end{aligned} \quad (5)$$

У випадку, коли $\varepsilon > 0$ і $\mu > 0$, вектори \vec{E} , \vec{H} і \vec{k} утворюють праву трійку (рис. 2,а). Якщо поміняти знаки ε і μ , то ці вектори формуватимуть ліву трійку (диа. рис. 2,б).

Вектор Пойнтінга

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi}[\vec{E}\vec{H}], \quad (6)$$

напрямок якого вказує на напрям поширення енергії, у випадку правої трійки є паралельним до хвильового вектора \vec{k} , а для лівої трійки напрямки \vec{S} і \vec{k} протилежні (див. рис. 2). Оскільки вектор \vec{k} вказує напрям фазової швидкості v_f , а \vec{S} – групової v_g , то з наведеного вище випливає, що в середовищах з одночасно від'ємними значеннями ε і μ напрям групової швидкості є протилежним до напрямку фазової швидкості. Така взаємна орієнтація векторів \vec{v}_f і \vec{v}_g слугує критерієм для виділення матеріалів з одночасно $\varepsilon < 0$ і $\mu < 0$, або матеріалів з від'ємним показником заломлення $n < 0$.

Правильним є обернене твердження: якщо ізотропний матеріал має від'ємне значення показника заломлення, то його необхідно характеризувати одночасно від'ємними значеннями відносної діелектричної та магнітної проникності, а фазова та групова швидкості в такому матеріалі будуть взаємно протилежними [14].

Для матеріалів з $n < 0$ характерна незвична реалізація законів заломлення та інших ефектів електродинаміки й оптики, зокрема, ефектів Доплера і Черенкова, формул Френеля, принципу Ферма [14 - 17].

У праці [18] з'ясовано, що умови Веселаго $\varepsilon < 0, \mu < 0$ є необхідними, але не достатніми умовами для отримання матеріалу з від'ємним значенням показника заломлення. Загальнішу умову записують у вигляді:

$$\operatorname{Re}(\varepsilon)|\mu| + \operatorname{Re}(\mu)|\varepsilon| < 0, \quad (7)$$

де $\tilde{\varepsilon} = \operatorname{Re}(\varepsilon) + i\operatorname{Im}\varepsilon$, $\tilde{\mu} = \operatorname{Re}(\mu) + i\operatorname{Im}\mu$ – комплексні проникності. З цієї умови випливає, що від'ємний показник заломлення можна отримати, коли $\operatorname{Re}(\varepsilon) < 0$, проте $\operatorname{Re}(\mu) > 0$ за умови, що $\operatorname{Im}\mu \neq 0$. Крім того, комплексні значення $\tilde{\varepsilon}$ і $\tilde{\mu}$ засвідчують,

що в матеріалах відбуватимуться втрати енергії, а це є небажаним ефектом у разі практичного застосування метаматеріалів.

В англійській літературі матеріали, у яких вектори \vec{E} , \vec{H} і \vec{k} утворюють ліву трійку, називають "ліворукими" (left-handed materials (LHM)), на відміну від звичайних "праворуких" (right-handed materials (RHM)) матеріалів.

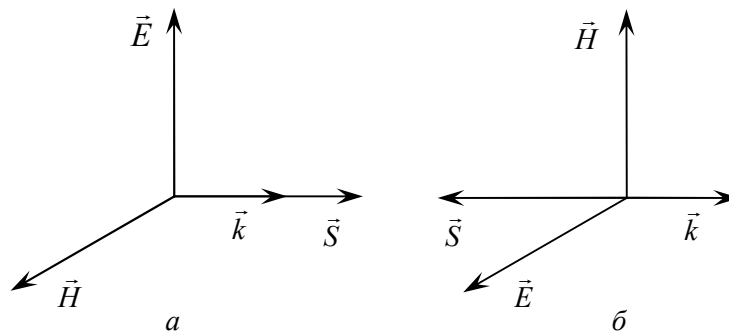


Рис. 2. Права (а) та ліва (б) трійки векторів.

Часто термін LHM уживають у ширшому сенсі, який охоплює оптичні та електронні системи, у яких вектори фазової швидкості та Пойнтінга є взаємнопротилежними. Прикладом таких систем можуть слугувати лампи зворотної хвилі, у яких фазова швидкість протилежна до напрямку поширення електронів [12], а також фотонні кристали, у яких також можна реалізувати взаємнопротилежні значення \vec{S} і \vec{k} [19, 20].

Однак ні фотонні кристали, ні електронні пристрої не можуть бути характеризовані скалярним коефіцієнтом $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, оскільки за природою вони належать до сильно анізотропних систем.

Для з'ясування умов, за яких можливі одночасно від'ємні значення ϵ і μ , проаналізуємо вираз для густини енергії електромагнітної хвилі:

$$w = \frac{\epsilon E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2}. \tag{8}$$

Для $\epsilon < 0$ і $\mu < 0$ густина енергії $w < 0$, що не має фізичного змісту. Однак за наявності частотної дисперсії ϵ і μ вираз для густини енергії набуде вигляду [14, 15]

$$w = \frac{\partial(\omega\epsilon(\omega))}{\partial\omega} \frac{E^2}{2} + \frac{\partial(\omega\mu(\omega))}{\partial\omega} \frac{H^2}{2}, \tag{9}$$

тому умова $w > 0$ виконуватиметься, якщо

$$\frac{\partial(\omega\epsilon)}{\partial\omega} > 0 \text{ і } \frac{\partial(\omega\mu)}{\partial\omega} > 0. \tag{10}$$

Отже, необхідною умовою існування одночасно від'ємних значень ε і μ є наявність частотної дисперсії діелектричної та магнітної проникностей.

Легко переконатися, що умови (7) виконуватимуться у випадку такого закону дисперсії [8]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{A_e^2}{\omega^2}, \quad \mu = 1 - \frac{A_m^2}{\omega^2}, \quad (11)$$

де A_e^2 та A_m^2 – деякі сталі.

Якщо $A_e^2 = A_m^2 = A^2 > \omega^2$, то з (10) видно [14], що умови $\varepsilon < 0$ і $\mu < 0$ виконуються, а

$$v_\phi = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c}{1 - A^2/\omega^2}, \quad v_{zp} = \frac{\partial\omega}{\partial\lambda} = \frac{c}{1 + A^2/\omega^2}, \quad (12)$$

причому обидві швидкості пов'язані співвідношенням $\frac{c}{v_\phi} + \frac{c}{v_{zp}} = 2$.

Вирази (11) для частотних залежностей ε і μ свідчать про їхній резонансний характер. Отже, від'ємні значення $\varepsilon < 0$ і $\mu < 0$, а також показника заломлення, зумовлені подвійним резонансом, який повинен виникати в матеріалі під час проходження крізь нього електромагнітної хвилі. Тому для досягнення від'ємного значення показника заломлення необхідно сформувати в матриці наноструктури, з якими відбуватиметься резонансна взаємодія векторів \vec{E} і \vec{H} електромагнітного поля.

Структура резонансних елементів. Розглянемо структури, на яких у метаматеріалах відбувається резонанс векторів електромагнітного поля. В області надвисоких частот від'ємне значення ε „забезпечує” структура, сформована періодичним розміщенням металевих стрижнів (чи дротинок (wires)), які для цього частотного діапазону можна вважати ідеальними провідниками [21, 22]. У цьому разі напрям вектора електричного поля повинен бути паралельним до стрижнів (рис. 3), а розміри структури – значно меншими від довжини хвилі.

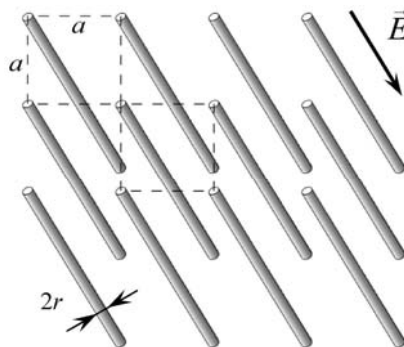


Рис. 3. Періодична структура металевих стрижнів, яка „забезпечує” від'ємне значення ε . r – радіус стрижнів; a – відстань між ними.

Частотну залежність діелектричної проникності такої системи описує вираз (4), у якому плазмова частота задана співвідношенням [22]:

$$\omega_{pl} = \frac{2\pi c^2}{a^2 \ln(a/2\pi r)}, \quad (13)$$

де r – радіус стрижнів, a – відстань між ними (рис. 3). У працях [23, 24] наведено уточнені вирази для плазмової частоти системи нанострижнів залежно від співвідношення між її параметрами, з яких, як і з (13), випливає, що плазмову частоту можна змінювати, змінюючи параметри a та r системи.

Від’ємного значення μ досягають за допомогою розірваних кільцевих резонаторів (split ring resonator (SRR)) [25, 26, 49] (рис. 4) Магнітне поле, що орієнтоване перпендикулярно до площини, у якій лежать кільця резонатора, індукує протилежно напрямлене магнітне поле в кільці (згідно з законом Ленца), що зумовлює негативну магнітну сприйнятливість.

Частотну залежність $\mu(\omega)$ таких структур описує співвідношення

$$\mu(\omega) \approx 1 - \frac{\omega_{pm}^2}{\omega^2}, \quad (14)$$

де ω_{pm} – плазмова частота для структури з від’ємним μ , значення якої залежить від розмірів резонаторів.

Ємність, яка виникає на розриві кілець та між двома кільцями (рис. 4) дає змогу розглядати кільцеві резонатори як LC -кола, а сильний магнітний відгук досягається в околі резонансу [27].



Рис. 4. Структура розірваних кільцевих резонаторів [49].

Отже, частота резонансу визначена геометричними параметрами (а не природою матеріалу!) резонаторів, яку можна змінювати, змінюючи їхні розміри. Саме з цієї причини LC -резонанси в ідеально провідних структурах називають геометричними.

Описаний вище підхід використано для отримання матеріалів з від’ємним показником заломлення у гігагерцовому діапазоні частот. Унаслідок зменшення розмірів резонансних елементів створено матеріали з від’ємним показником заломлення для терагерцової області [28]. Здавалося, що таким шляхом можна створити матеріали з

$n < 0$ і для оптичного діапазону. Однак цей підхід в області оптичних частот неприйнятний. Причиною цього є той факт, що метали за оптичних частот перестають бути ідеальними провідниками, оскільки глибина проникнення електромагнітної хвилі стає сумірною або меншою від товщини скін-шару [11]. Крім того, збудження світловою хвилею колективного руху електронів у приповерхневому шарі зумовлює плазмонні ефекти, з якими пов'язано багато оптичних явищ: плазмонне поглинання, поверхневі плазмонні хвилі, гігантське комбінаційне розсіяння тощо [29], що слугують основою наноплазмоніки [34]. Однак у технології метаматеріалів плазмовий відгук металів на оптичних частотах є основною причиною невикористання методики геометричного резонансу для створення середовищ з $n < 0$.

Для отримання від'ємного значення n в оптичному діапазоні частот запропоновано використовувати систему із пар нанострижнів [30, 31] (рис. 5).

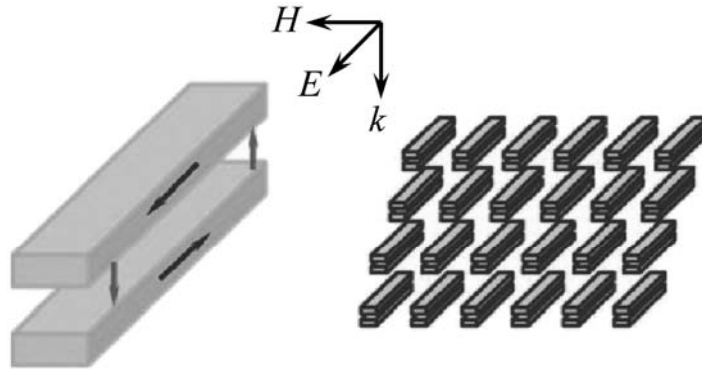


Рис. 5. Система із нанострижнів, яка забезпечує $n < 0$ в області оптичних частот [30]. Вказано орієнтацію векторів поля.

Механізм формування від'ємного значення n композита з цією структурою полягає в такому [32, 33, 35]. Електричний резонанс у системі паралельних нанострижнів пов'язаний зі збудженням у них поверхневих плазмонних хвиль на межі метал-діелектрик. Вони можуть бути збуджені плоскою світловою хвилею у нанорозмірних кластерах за наявності періодичної структури, сформованої ними [34]. Форма нанострижнів зумовлюватиме збудження двох мод: симетричної та антисиметричної [34].

Електричне поле, орієнтоване паралельно до нанострижнів, індукує в них паралельні струми (симетрична плазмонна хвиля), які, відповідно, зумовлюють виникнення в них дипольних моментів унаслідок зміщення зарядів (рис. 6,а) [35]. Магнітне поле, що орієнтоване перпендикулярно до площини, у якій лежать нанострижні, збуджує в них антипаралельні струми (антисиметрична плазмонна мода). Ці струми разом зі струмами зміщення між обома кінцями нанострижнів формують петлю повного струму, який індукує резонансний магнітний дипольний момент (див. рис. 6,б) [35].

Напрями збуджених моментів збігаються з напрямом векторів світлової хвилі при $\lambda > \lambda_p$ і є протилежними при $\lambda < \lambda_p$ (див. рис. 6). Отже, збудження плазмонних

резонансів для векторів електричного та магнітного полів світлової хвилі є причиною від'ємного значення показника заломлення у околі довжин хвиль $\lambda < \lambda_p$ [32, 33, 35].

З використанням такого підходу створено метаматеріали для червоної та жовтої ділянок спектра [45, 46, 47].

Як зазначено вище, комплексні значення ε і μ для надвисокочастотного діапазону зумовлюють втрати енергії електромагнітної хвилі. В оптичному діапазоні ці втрати є визначальним чинником, які обмежують використання метаматеріалів [42, 43]. Проблему втрат енергії запропоновано розв'язувати шляхом розміщення наноструктур у підсилювальне середовище, яке збільшуватиме амплітуди електричного і магнітного диполів [44, 51].

Систему із двох паралельних нанострижнів можна розглядати як відкриту петлю струму, що „замикається” струмами зміщення. Ця петля „підтримує” резонансні моди електричної та магнітної складових поля світлової хвилі, а резонансна частота поля визначена геометричними розмірами нанострижнів та відстанню між ними. Тому, як і у випадку мікрохвильових частот, резонанс у системі нанострижнів розглядають як резонанс в оптичних LC-колах.

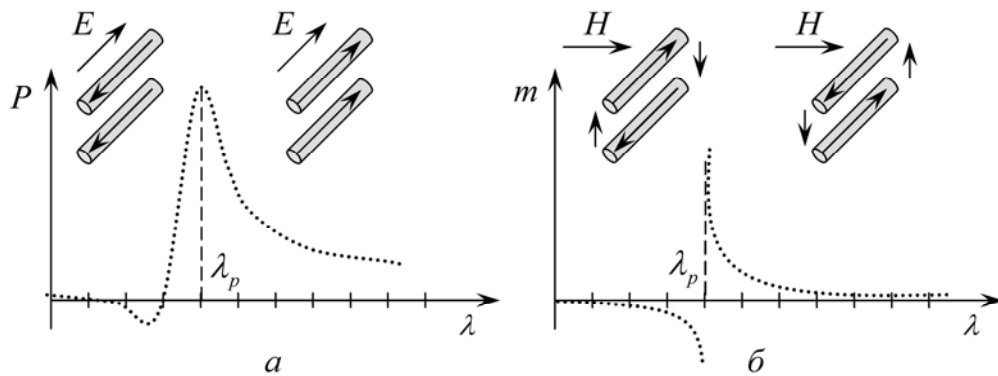


Рис. 6. Схематичне зображення величини і знака електричного (а) та магнітного (б) дипольних моментів пари нанострижнів, залежного від довжини електромагнітної хвилі; λ_p – резонансна довжина хвилі [35].

З двох векторів електромагнітної хвилі з речовиною на оптичних частотах, головню, взаємодіє тільки вектор напруженості електричного поля, який суттєво впливає на рух електронів в атомах середовища. Навпаки, індукція магнітного поля майже не впливає на поведінку електронів атомів неферомагнітних середовищ. Це пов'язано з тим, що час релаксації парамагнітних і феромагнітних процесів є значно довшим від періоду світлових коливань. Як наслідок, збурення руху електронів магнітною компонентою хвилі є несуттєвим, з чого випливає, що магнітна компонента практично не бере участі у взаємодії світла з речовиною. Таку „одноруку” взаємодію світла з середовищем пояснюють тим, що процес намагнічування неферомагнітних матеріалів є релятивістським ефектом порядку $v^2/c^2 \sim \alpha^2 \ll 1$, де v – швидкість руху електронів у атомах; c – швидкість світла, і $\alpha \approx 1/137$ – стала тонкої структури [36].

У метаматеріалах, як впливає з викладеного вище, з речовиною взаємодіють обидва вектори. Образно кажучи, електромагнітна хвиля в такому середовищі з „однорукої” стає „дворукою”, що значно збільшує кількість ефектів взаємодії, а отже, властивостей, корисних для практичного використання метаматеріалів [33]. Однак, на відміну від мікроскопічної взаємодії, що зумовлює магнетизм на оптичних частотах [36], взаємодія вектора \vec{H} у метаматеріалах відбувається на макроскопічному рівні, оскільки негативний магнетизм виникає завдяки колективному руху великої кількості вільних електронів у структурі [46, 50].

Від’ємна рефракція і суперлінза. Найважливішим наслідком від’ємного значення показника заломлення метаматеріалів є негативна рефракція [36]. Розглянемо це детальніше.

Для плоскої хвилі, що поширюється з одного середовища в інше, на межі повинні виконуватися граничні умови: рівність тангенціальних компонент векторів \vec{E} і \vec{H} та рівність нормальних компонент векторів \vec{D} і \vec{B} :

$$\begin{aligned} E_t^{(1)} &= E_t^{(2)}, H_t^{(1)} = H_t^{(2)}, \\ \varepsilon_1 E_n^{(1)} &= \varepsilon_2 E_n^{(2)}, \mu_1 H_n^{(1)} = \mu_2 H_n^{(2)}. \end{aligned} \quad (15)$$

Зі співвідношень (15) випливає, що рівняння для поперечних компонент векторів поля (які позначають індексом t) не змінюються в разі заміни знаків ε і μ , тоді як рівняння для нормальних складових – змінюються. Як зазначено вище, така зміна приведе до антипаралельної орієнтації векторів \vec{S} і \vec{k} . Схематично негативна рефракція зображена на рис. 7, з якого бачимо, що напрям вектора Пойнтінга (ліворуч на рис. 7) завжди напрямлений від межі поділу, тоді як хвильовий вектор \vec{k} (праворуч на рис. 7) – до межі поділу між двома середовищами з різними знаками показника заломлення.

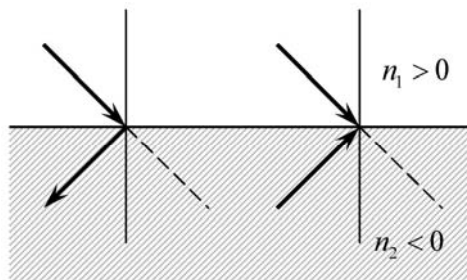


Рис. 7. Схематичне зображення негативної рефракції в матеріалі з $n_2 < 0$.

Перші експериментальні підтвердження негативної рефракції отримано в працях [36, 37]. У праці [39] зафіксовано негативну рефракцію у впорядкованих напівпровідникових шарах CuPt з двійниковою структурою (за певних кутів падіння), незважаючи на те, що ε і μ для цього матеріалу є додатними. Це свідчить, що механізм формування негативної рефракції все ще є невідомим.

Важливий наслідок, який випливає з негативної рефракції, полягає у можливості фокусування розбіжного пучка світла плоскопаралельною пластинкою метаматеріалу з $n = -1$, що міститься у звичайному середовищі з $n = 1$ (рис. 8).

У праці [40] з'ясовано, що пластинка метаматеріалу не тільки фокусує промені з далекої зони, які поширюються від джерела, а також „відновлює” загасалні (еванесцентні) хвилі, тобто компоненти хвилі ближнього поля, які дають інформацію про дрібні деталі зображення. З цього випливає, що така лінза формує зображення, якість якого не обмежена дифракційною межею, – суперрозділення. Саме через цю властивість плоску пластинку метаматеріалу називають суперлінзою. Перші експерименти, які підтвердили надрозділення, описані в праці [41].

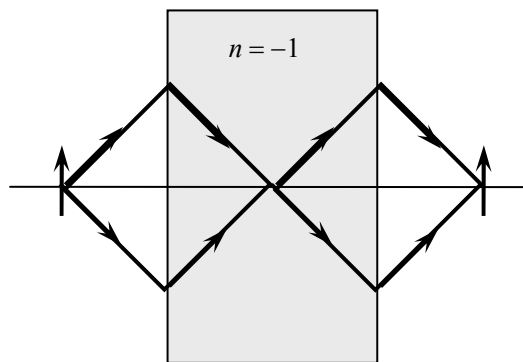


Рис. 8. Схематичне зображення фокусувальної властивості пластинки матеріалу з $n = -1$.

Унікальні властивості метаматеріалів відкривають нові можливості для створення надвисокочастотних та оптичних пристроїв. Спектр потенціальних застосувань метаматеріалів, який обговорюють у сучасній літературі, є дуже широким і охоплює унікальні сенсори, гіперлінзи, шапки-невидимки, нові фокусувальні системи, резонатори, наноласери та ін. [48]. Однак, незважаючи на значний прогрес в експериментальних і теоретичних дослідженнях, поки що не створені комерційні метаматеріали та пристрої на їхній основі.

Отже, розглянуто фізичні основи існування одночасно від'ємних значень відносних діелектричної ϵ та магнітної μ проникностей у структурах, які називають метаматеріалами. Проаналізовано структури та процеси, що відбуваються в них, які забезпечують від'ємне значення показника заломлення. Обґрунтовано, що метаматеріали є резонансними гетероструктурами, топологія яких (періодичність, розміри, форма та ін.) слугує додатковим ступенем вільності щодо дизайну матеріалів з незвичайними властивостями. Інший аспект, який зумовлює незвичайні властивості метаматеріалів, пов'язаний із „включенням” магнітної компоненти хвилі у резонансну взаємодію. Проаналізовано природу від'ємної рефракції та суперрозділення.

1. *Walser R.* Metamaterials: What are they and what are they good for? 2000. Meeting of the American Physical Society. March 20-24. [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://flux.aps.org/meetings/YR00/MAR00/abs/S9240.html>.

- Yablonovitch E.* Photonic Bandgap Structures as Meta-Materials. 2000. Meeting of the American Physical Society. March 20-24. [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://flux.aps.org/meetings/YR00/MAR00/abs/S9240.html>.
2. *Boardman A.* Pioneers in metamaterials: John Pendry and Victor Veselago. // *Jour. Opt.* 2011. Vol. 13. P. 020401 (6pp).
 3. *Boltasseva A., Shalaev V.* Fabrication of optical negative-index metamaterials: Recent advances and outlook // *Metamaterials*. 2008. Vol. 2. P. 1-17.
 4. *Soukoulis C.M., Zhou J., Koschny T., Kafesaki M., Economou E.N.* The science of negative index materials // *Jour. Phys: Condens. Matter*. 2008. Vol. 20. P. 304217 (7pp).
 5. *Ramakrishna S.A.* Physics of negative index materials. // *Rep. Prog. Phys.* 2005. Vol.68. P. 449-521.
 6. *Veselago V., Braginsky L., Shklover V., Hafner Ch.* Negative refraction index materials. // *Jour. of Computational and Theoretical Nanoscience*. 2006. Vol. 3. P. 189-218.
 7. *Pendry J.B.* Negative refraction. // *Contemp. Phys.* 2004. Vol. 45. P. 191-202.
 8. *Boardman A.D., King N., Velasco L.* Negative refraction in perspective. // *Electromagnetics*. 2005. Vol. 25. P. 365-389.
 9. *Veselago V.G., Narimanov E.E.* The left hand of brightness: past, present and future of negative index materials. // *Nature Materials*. 2006. Vol. 5. P. 759-762.
 10. *Никольский В.В.* Теория электромагнитного поля. М.: Высш. школа, 1964. 384 с.
 11. *Ашкрофт Н., Мермин Н.* Физика твердого тела. Т.1, 2. М.: Мир. 1979. 654 с.
 12. *Campley R.E., Mills D.L.* Surface polaritons on uniaxial antiferromagnetics. // *Phys.Rev. B*. 1982. Vol. 26. P. 1280-1287.
 13. *Веселаго В.Г.* Электродинамика материалов с одновременно отрицательными значениями ε и μ . // *Усп. Физ. Наук*. 1967. Т. 92, № 3. С. 517-526.
 14. *Веселаго В.Г.* Электродинамика веществ с отрицательным коэффициентом преломления. // *Усп. Физ. Наук*. 2003. Т. 173, № 7. С. 790-794.
 15. *Раутиан С.Г.* Об отражении и преломлении на границе среды с отрицательной групповой скоростью. // *Усп. Физ. Наук*. 2008. Т. 178, № 10. С. 1017-1024.
 16. *Веселаго В.Г.* О формулировке принципа Ферма для света, распространяющегося в веществе с отрицательным преломлением. // *Усп. Физ. Наук*. 2002. Т. 172, № 10. С. 1215-1218.
 17. *Houck A.A., Brock J.B., Chuang I.L.* Experimental observations of a left-handed material, that obeys Snell's law. // *Phys. Rev. Letters*. 2003. V. 90. P. 137401-4.
 18. *Depine R.A., Lakhtakia A.* A new condition to identify isotropic dielectric-magnetic materials displaying negative phase velocity. // *Microwave and Optical Technology Letters*. 2004. Vol. 41. P. 315-316.
 19. *Notomi M.* Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap. // *Phys. Rev. B*. 2000. Vol. 62. P. 10696-10705.
 20. *Jiang H., Chen H., Zhy S* Localized gap-edge fields of one dimensional photonic crystals with an ε -negative and μ -negative defects. // *Phys. Rev. E*. 2006. Vol.73. P. 046601-5.
 21. *Shalaev V.M., Cai W., Chettiar U.K., Yuan H., Sarychev A.K., Drachev V.P., Kildishev A.V.* Negative index of refraction in optical metamaterials. // *Opt. Lett.* 2005. Vol. 30. P. 3356-3358.
 22. *Brown J.* Artificial dielectrics having refractive indices less than unity. // *Proc. Inst. Elect. Eng. (London)*. 1953. Part IV. Vol. 100. P. 51-52.

23. *Belov P.A., Tretyakov S.A., Viitanen A.J.* Dispersion and reflection properties of artificial media formed by regular lattices of ideally conducting wires. // *Jour. Electromagn. Waves Applic.* 2002. Vol. 16. P. 1153-1170.
24. *Tretyakov S.A.* Analytical modeling in applied electromagnetics. Artech. House. Norwood, MA, 2003. 325 p.
25. *Gabitov I.R., Indik R.A., Litchinister N.M., Maimistov A.I., Shalaev V.M., Soneson J.E.* Double-resonant optical materials with embedded metal nanostructures. // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2006. Vol. 23, N 3. P. 535-542.
26. *Economou E.N.* Negative index materials: a new frontier in optics? // *Ukr. J. Phys.* 2005. Vol. 50, N 8. P. 779-785.
27. *Pendry J.B., Holden A., Robbins D.J., Stewart W.J.* Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.* 1999. Vol. 47. P. 2075-2084.
28. *Linden S., Enkrich C., Wegener M., Zhou J., Koschny T., Soukoulis C.M.* Magnetic response of metamaterials at 100 Terahertz. // *Science.* 2004. Vol. 306. P. 1351-1353.
29. *Sarychev A.K., Shalaev V.M.* Electromagnetic fields fluctuation and optical nonlinearities in metal-dielectrics composites. // *Phys. Rep.* 2000. Vol. 335. P. 275.
30. *Drachev V.P., Cai W., Chettiar U.K., Yuan H.-K., Sarychev A.K., Klimeck G., Shalaev V.M.* Experimental verification of an optical negative-index material. // *Laser Phys. Lett.* 2006. Vol. 3, N 1. P. 49-55.
31. *Shalaev V.M., Cai W., Chettiar U.K., Yuan H.-K., Sarychev A.K., Drachev V.P., Kildichev A.V.* Negative index of refraction in optical metamaterials. // *Optics Letters.* 2005. Vol. 30, N 24. P. 3356-3358.
32. *Podolskiy V.A., Sarychev A.K., Shalaev V.M.* Plasmon modes in metal nanowires and left-handed materials. // *Jour. of Nonlinear Opt. Physics and Materials.* 2002. Vol. 11. P. 65.
33. *Podolskiy V.A., Sarychev A.K., Shalaev V.M.* Plasmon modes and negative refraction in metal nanowire composites. // *Opt. Expres.* 2003. Vol. 11. P. 735.
34. *Кумов В.В.* Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2010. 875 с.
35. *Klar T.A., Kildishev A.V., Drashev V.P., Shalaev V.M.* Negative-index metamaterials: Going optical. // *IEEE Jour. of Selected Topics in Quantum Electronics.* 2006. Vol. 12. P. 1106-1115
36. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Питаевский Л.П.* Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2001. 687 с.
37. *Shelby R.A., Smith D.R., Shultz S.* Experimental verification of a negative index of refraction. // *Science.* 2001. Vol. 292. P. 77-79.
38. *Houck A.A., Brock J.B., Chuang I.L.* Experimental observations of a left-handed material that obeys Snell's law. // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 90. P. 137401-4.
39. *Zhang Y., Fluegel B., Mascarenhas A.* Total negative refraction in real crystals for ballistic electrons and light. // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 91, N 15. P. 157404 (4 p).
40. *Pendry G.B.* Negative refraction makes a perfect lens. // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 85. P. 3966-3969.
41. *Lagarkov A.N., Kissel V.N.* Near-perfect imaging in a focusing system, based on a left-handed material plate. // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Vol. 92. P. 077401.
42. *Dimmock J.* Losses in left-handed materials. // *Opt. Express.* 2003. Vol. 11. P. 2397-2402.
43. *Zhou J., Koschny T., Kafesaki M.* Saturation of the Magnetic Response of Split-Ring Resonators at Optical Frequencies. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Vol. 95. P. 223902

44. Лагарьков А.Н., Сарычев А.К., Кисель В.Н., Тартаковский Г. Сверхразрешение и усиление в метаматериалах. // Усп. Физ. Наук. 2009. Т. 179, № 9. С. 1018-1027.
45. Shumin X., Chettiar U.K., Kildichev A.V., Drachev V.P., Shalaev V.M. Yellow – light negative – index metamaterials. // Optics Letters. 2009. Vol. 34, N 22. P. 3478-3480.
46. Zhang S, Fan W., Panoiu N. C., Malloy K. J., Osgood R. M., S. R. J. Brueck S. R. J. Experimental Demonstration of Near-Infrared Negative-Index Metamaterials. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95. P. 137404 [4 pages].
47. Huangfu J., Ran L., Chen H., Xian-min Zhang, Chen K., Grzegorzczuk T.M., Jin Au Kong Experimental confirmation of negative refractive index of a metamaterial composed of Ω -like metallic patterns // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 84. P. 1537-1540.
48. Litchinister N.M., Shalaev V.M. Metamaterials: transforming theory into reality. // Jour. Opt. Soc. Am. B. 2009. Vol. 26, N 12. P. 161-169.
49. Audin K., Bulu I., Guven K., Kafesaki M., Soukoulis C.M., Ozbay E. Investigation of magnetic resonances for different split-ring resonator parameters // New Jour. of Phys. 2005. Vol. 7. P. 168-183.
50. Chettiar U.K., Xiao S., Kildichev A.V., Cai W., Yuan H-K., Drashev V.P., Shalaev V.M. Optical metamagnetism and negative-index metamaterials. // MRS Bulletin. 2008. Vol. 33. P. 921-926.
51. Popov A.K., Shalaev V.M. Compensating losses in negative-index materials by optical parametric amplification. // Opt. Lett. 2006. Vol. 31. P. 2169-2171.

METAMATERIALS

I. Bolesta

*Ivan Franko National University of Lviv,
Tarnavsky st., 107, UA-79017 Lviv, Ukraine.
bolesta@electronics.wups.lviv.ua*

The physical backgrounds for the creation of metamaterials, i.e. artificial materials with properties not available in nature, are discussed. The conditions for the existence of simultaneously negative values of dielectric permittivity (ϵ) and magnetic permeability (μ) in order to achieve of negative index of refraction (n), are also considered. It was shown, that values of $\epsilon < 0$ and $\mu < 0$ in the microwave region can be reached, respectively by using wire arrays and concentric metallic rings with gaps called as split-ring resonator. In the visible and near-infrared spectra ranges both negative magnetic permeability and dielectric permittivity can be obtained in a composite of nanowires arranged into parallel pairs. The nature of unusual properties of metamaterials, such as negative refraction and super resolution is also discussed.

Key words: metamaterials, index of refraction, dielectric permittivity, magnetic permeability, negative refraction, super resolution

МЕТАМАТЕРИАЛЫ**И. Болеста**

*Львовский национальный университет имени Ивана Франко,
ул. Ген. Тарнавского, 107, 79017, Львов, Украина.
bolesta@electronics.wups.lviv.ua*

Рассматриваются физические основы получения метаматериалов – искусственно созданных сред, свойства которых существенно отличаются от свойств обычных материалов. Обсуждаются условия существования одновременно отрицательных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей, обуславливающих отрицательное значение коэффициента преломления такого вещества. Рассматриваются структуры, резонансное взаимодействие с которыми векторов электромагнитной волны обуславливает отрицательное значение коэффициента преломления в НВЧ, ИЧ- и видимой областях спектра. Обсуждаются явления отрицательной рефракции и супер разрешения, свойственные материалам с отрицательным значением коэффициента преломления.

Ключевые слова: метаматериалы, показатель преломления, диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость, отрицательная рефракция, супер разрешение.

Стаття надійшла до редколегії 07.07.2011
Прийнята до друку 30.08.2011