

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем

Кафедра теоретичної радіофізики

ЗАТВЕРДЖУЮ

В.о. завідувач кафедри

В.В. Хардіков
підпис ініціали, прізвище

« ____ » _____ 2024 року

Кваліфікаційна робота магістра

на тему: **Умови формування недзеркального відбиття хвиль від
метаповерхні**

Виконала: студентка II курсу магістратури, групи РР-61
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали

Тетяна РЯБОКОНЬ

Керівник

канд. фіз.-мат. наук,

доцент

Вячеслав ХАРДІКОВ

2024 рік

Анотація

Робота присвячена дослідженню умов формування недзеркально відбиття на метаповерхні оптичного та інфрачервоного діапазонів.

Мета дослідження – розробка шляхів створення оптично тонких поверхонь з властивостями недзеркального відбиття.

Досліджено умови формування такого відбиття у дисковій метаповерхні, що розташована на екрані з ідеального електричного провідника.

Досліджено вплив на формування недзеркального відбиття кластеризації базового елемента метаповерхні та її багат шаровості. Показано, що можна досягти повного резонансного та смугового недзеркального відбиття у разі використання метаповерхні на металевому екрані. Крім того, окреслені шляхи досягнення повного недзеркального відбиття світла без металевого екрану у разі використання шаруватої структури метаповерхні.

Ключові слова: метаповерхня, кластерний елемент, багат шарова структура, власні коливання, дифракційний промінь, недзеркальне відбиття.

Abstract

The work deals with to the study of the conditions for the formation of non-specular reflection on a metasurface in the optical and infrared ranges.

The purpose of the study is to develop ways to create optically thin surfaces with the properties of non-specular reflection.

The conditions for the formation of such reflection in a disk metasurface located on a screen made of an perfect electrical conductor are studied.

The influence of the clustering of the basic element of the metasurface and its multilayer structure on the formation of non-specular reflection is studied. It is shown that it is possible to achieve complete resonant and band non-specular reflection when using a metasurface on a metal screen. In addition, ways to achieve complete non-specular reflection of light without a metal screen when using a layered structure of the metasurface are outlined.

Keywords: metasurface, cluster element, multilayer structure, eigen oscillations, diffraction beam, non-specular reflection.

ЗМІСТ

ВСТУП	3
1. НЕДЗЕРКАЛЬНЕ ВІДБИТТЯ У ДИСКОВІЙ МЕТАПОВЕРХНІ	5
1.1. Метаповерхня, як базовий елемент сучасної технології	5
1.2. Недзеркальне відбиття світла повністю діелектричною дисковою метаповерхнею	8
1.3. Висновки	15
2. ФОРМУВАННЯ НЕДЗЕРКАЛЬНОГО ВІДБИТТЯ МЕТАПОВЕРХНІ ІЗ КЛАСТЕРНИМ БАЗОВИМ ЕЛЕМЕНТОМ.....	16
2.1. Випадок кластерної метаповерхні з двома дисками на періоді	17
2.2. Недзеркальне відбиття від кластерної метаповерхні з чотирма дисками на періоді	22
2.3. Висновки	24
3. БАГАТОШАРОВА МЕТАПОВЕРХНЯ ЯК ДЗЕРКАЛО, ЯКЕ ЗАБЕЗПЕЧУЄ РЕЗОНАНСНЕ НЕДЗЕРКАЛЬНЕ ВІДБИТТЯ.....	25
3.1. Висновки	33
ВИСНОВКИ.....	34
ЛІТЕРАТУРА	35

ВСТУП

На сьогодні метаматеріали є невід’ємною частиною розвитку сучасних технологій і основою для великої кількості унікальних приладів, у тому числі, фотоніки. Одним з цікавих напрямків досліджень є створення невзаємних приладів фотоніки, зокрема, оптичного ізолятора. Під оптичним ізолятором розуміється прилад, який за своїм функціоналом нагадує оптичний діод: у одному напрямку світло проходить вільно, а в протилежному – не проходить зовсім. Розв’язок цієї проблеми лежить на шляху пошуку селективних поверхонь, які здатні проводити селекцію за напрямком поширення хвилі. Але, у той же час, для практичних застосунків може бути цікавим і дзеркало із змінним напрямком відбиття.

В останній час було проведено низку теоретичних та експериментальних досліджень щодо формування недзеркального відбиття від метаповерхні при похилому падінні на неї плоскої хвилі. Зокрема, було теоретично і експериментально підтверджено формування недзеркально відбитого променя при падінні хвилі на відбиваючу дискову метаповерхню у мікрохвильовому діапазоні. Також, було показано теоретично можливість оптичного перемикачання між дзеркальним і не дзеркальним променем відбиваючої дискової метаповерхні у оптичному діапазоні.

Подальшими напрямками досліджень є використання метаповерхні із кластерною базовою коміркою та/або шаруватих метаповерхонь. Якщо перший варіант дозволяє керувати топологією ближнього поля та взаємним розташуванням власних коливань метаповерхні на частотній осі, то другий – може дозволити виключити зі складу відбиваючої метаповерхні металевого екрану, що дозволить суттєво знизити дисипацію енергії в системі та підвищить її оптичну ефективність. Завданням дипломної роботи було повторити вже отримані результати для дискової метаповерхні та узагальнити їх на варіанти кластерної композиції базової комірки та двох шарової метаповерхні. В даному випадку, слід було провести пошук

оптимальних геометрій метаповерхонь, які б забезпечували «унікальні» характеристики. До останніх слід віднести формування високого рівня недзеркального відбиття у метаповерхні без металевих елементів (екрану) та формування зон повного недзеркального відбиття.

Завдання роботи і зумовлює її структуру. Вона складається з трьох розділів. Перший присвячений повторенню добре відомих результатів для недзеркального відбиття дискової метаповерхні. Тут немає нових результатів, але вони потрібні для розуміння фізики процесу. Другий розділ присвячено аналізу властивостей недзеркального відбиття деяких кластерних метаповерхонь. А в третьому розділі наведені деякі результати, щодо спроб досягти повного недзеркального відбиття у двошарових метаповерхнях.

1. НЕДЗЕРКАЛЬНЕ ВІДБИТТЯ У ДИСКОВІЙ МЕТАПОВЕРХНІ

1.1. Метаповерхня, як базовий елемент сучасної технології

Метаматеріали знаходять свої місце у різних галузях науки та техніки за рахунок їх унікальних властивостей. Наприклад, гіперлінзи, що побудовані на основі метаматеріалу [1], використовуються для формування оптичних зображень об'єктів, розміри яких не дозволяють розгледіти їх через звичайну оптику. Мова йде про об'єкти нанометрових розмірів.

Метаматеріали використовують для формування голограм з високою роздільною здатністю [2, 3], для мініатюризації та поліпшення експлуатаційних характеристик антенних систем [4, 5]. Перспективною галуззю використання мета матеріалів є і розробка поглинаючих покриттів для рішення задач зниження помітності об'єктів або/та електромагнітної сумісності тощо [6].

Зазначимо, що створення 3D метаматеріалів для оптичного та інфрачервоного діапазонів є не простою з точки зору сучасних технологій задачею. Тому для цих діапазонів великого значення набувають так звані метаповерхні. Метаповерхня, зазвичай, являє із себе оптично тонку періодичну у двох напрямках систему, період якої суттєво менший за λ . За правильного вибору параметрів така метаповерхня може змінювати фазові та амплітуди електромагнітної хвилі в межах оптично тонкого прошарку. Такі різкі зміни дозволяють отримати цілу низку корисних і цікавих для за стосунків фізичних ефектів. Так, зокрема, добре відомі високоімпедансні поверхні [7, 8], штучні магнітні стінки [9-11], поверхні з кіральними характеристиками, поверхня Гюйгенса та такі фізичні явища, як «невидимість» металів (покриття невидимки), асиметричне проходження світла, підсилення фотолюмінесценції, генерація кратних гармонік та багато іншого.

На сьогодні у фотоніці знаходять все більшого використання повністю діелектричні метаповерхні. Що пов'язано із притаманним металам високим рівнем дисипативних втрат у оптичному та ІЧ діапазонах.

Найбільш зручним з точки зору аналізу елементом для формування повністю діелектричних метаповерхонь є дисковий діелектричний резонатор, а найбільш поширеним матеріалом для їх виготовлення в оптиці та ІЧ є кремній. Перше пояснюється тим, що власні коливання дискового резонатору добре вивчені як з точки зору теорії об'ємних резонаторів [12], так і з точки зору теорії Мі. Використання ж кремнію у якості матеріалу для дискової метаповерхні пояснюється наступними фактами:

- гарно розвитими технологіями виготовлення мікросхем на основі кремнію;
- відносно високим значенням дійсної частини комплексної діелектричної проникності ($\sim 11.8 \div 12$) та контрольованим значенням уявної частини за рахунок домішок;
- наявними нелінійними властивостями у кремнія.

Відмітимо, що кремній можна замінити і іншими напівпровідниковими матеріалами, наприклад, германієм, але вигравш від такої заміни не перебиває того фактору, що останній є менш вживаним, а отже і більш дорогим матеріалом.

Метаповерхня із дисковим резонатором досить добре вивчена, тут можна, наприклад, зазначити роботи Ківшаря О. [13-15]. Зокрема відомо, що її основні коливання пов'язані із коливаннями TE_{01q} -, HE_{11q} - та EH_{11q} - типу діелектричного дискового відкритого резонатору [12]. Тут введені такі позначення: букви та перші дві цифри вказують на тип власної хвилі відкритого циліндричного діелектричного хвилеводу, а остання літера q показує, що по висоті резонатора вкладається трохи менше 1 половини довжини хвилі відповідної моди. Якщо резонатор з торців покрити металевими екранами, то ці коливання перейдуть у TE_{011} -, HE_{111} - та EH_{111} - коливання. Але відкритість торців змінює фазу відбиття хвиле водної

хвилі і тим самим збільшує ефективну довжину резонатору. Ці три коливання мають розподіли полів, які можна описати з точки зору мультипольного уявлення, як магнітні та електричні диполі. Фактично, TE_{01} –коливання характеризується утворенням магнітного дипольного моменту спрямованого вздовж осі диску. Цей факт пов'язаний з тим, що власна TE_{01} –хвиля циліндричного хвилеводу має розподіл електричного поля у поперечному перетині хвилеводу у вигляді замкненої петлі. При утворенні цієї петлі в резонаторі фактично утворюється вертикальний магнітний диполь. Зазвичай це коливання є основним у дисковій метаповерхні, але воно ж є і «темним». Останнє означає, що при нормальному падінні на метаповерхню плоскої хвилі, електродинамічний зв'язок поміж хвилею та даним коливанням є нульовим і воно не збуджується у спектрі відбиття чи проходження.

Два інших HE_{111} – та EH_{111} –коливання дискового резонатору пов'язані із збудженням в диску магнітним та електричним диполями, що перпендикулярні до осі резонатору. Ми їх будемо далі ідентифікувати, як поперечні магнітний та електричний дипольні резонанси (коливання). Магнітний диполь утворюється петлею електричного поля, що формується по висоті диску. Електричний диполь фактично являє собою дві петлі електричного поля у поперечному перерізі диску. Тобто для кремнієвого диску частота цих коливань визначається різними розмірами диску висотою та радіусом відповідно. Це дозволяє маніпулювати їх взаємним розташуванням на частотній осі, в тому числі, сформувати їх перекриття.

В роботі основний акцент робиться на використанні дискової метаповерхні в якості дзеркала, яке здатне змінювати напрямок відбиття в залежності від поляризації, частоти тощо. Звичайне дзеркало забезпечує зміну напрямку поширення електромагнітного світла у широкому частотному спектрі. Ідеальне дзеркало дозволяє це робити без втрати інтенсивності світла.

Дзеркала, які здатні проводити одночасну складну зміну фази і амплітуди хвилі, що відбивається, або відбиття у декількох різних напрямках

є важливим і бажаним компонентом фотоніки. Наприклад, частотно залежні за рівнем та/або напрямком відбиття дзеркала є важливими для розробки детекторів підвищеної чутливості [16-18]. Мова, зокрема, йде про детектори біологічного матеріалу. Перелічених властивостей в тому чи іншому вигляді можна досягти за рахунок використання метаповерхонь, у тому числі, повністю діелектричних [19-22].

1.2. Недзеркальне відбиття світла повністю діелектричною дисковою метаповерхнею

Розглянемо задачу дифракції плоскої монохроматичної хвилі, що похило падає на дискову метаповерхню, яка вже була розв'язана раніше та її результати набули експериментальної перевірки у мікрохвильовому діапазоні роботі [23].

Дискова метаповерхня являє собою двоперіодичний масив з квадратною періодичною коміркою (період l), що розташований на підкладці з ідеального магнітного провідника (РЕС) (Рис. 1.1). Періодична комірка містить діелектричний диск висотою h та радіусом r_d . Напрямки періодичності масиву збігаються з осями x та y , а нормаллю до поверхні є вісь z . При цьому домовимось, що екран РЕС розташований у площині xOy , а двоперіодичний масив лежить у напівпросторі $z \geq 0$. Також домовимось для визначеності, що площиною падіння є xOz -площина, а хвильовий вектор монохроматичної ($e^{i\omega t}$) хвилі, що падає, задається формулою:

$$\vec{k}_i = -\vec{e}_x k \sin \theta + \vec{e}_z k \cos \theta, \quad (1.1)$$

де $k = \omega/c$ – хвильове число,

\vec{e}_x та \vec{e}_z – орт-вектори осей x та z , відповідно,

а θ – кут падіння (цей кут обчислюється, як 180° мінус кут, що утворює вісь z та вектор \vec{k}_i).

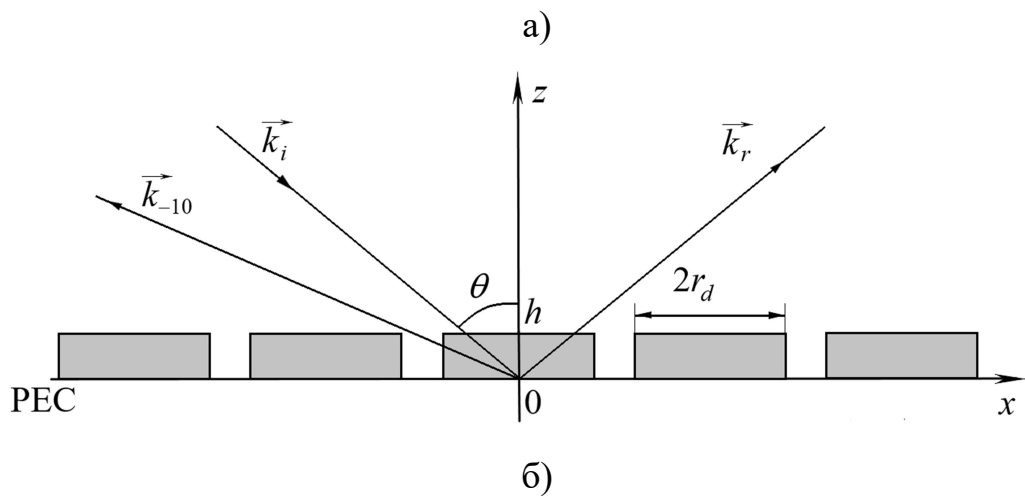
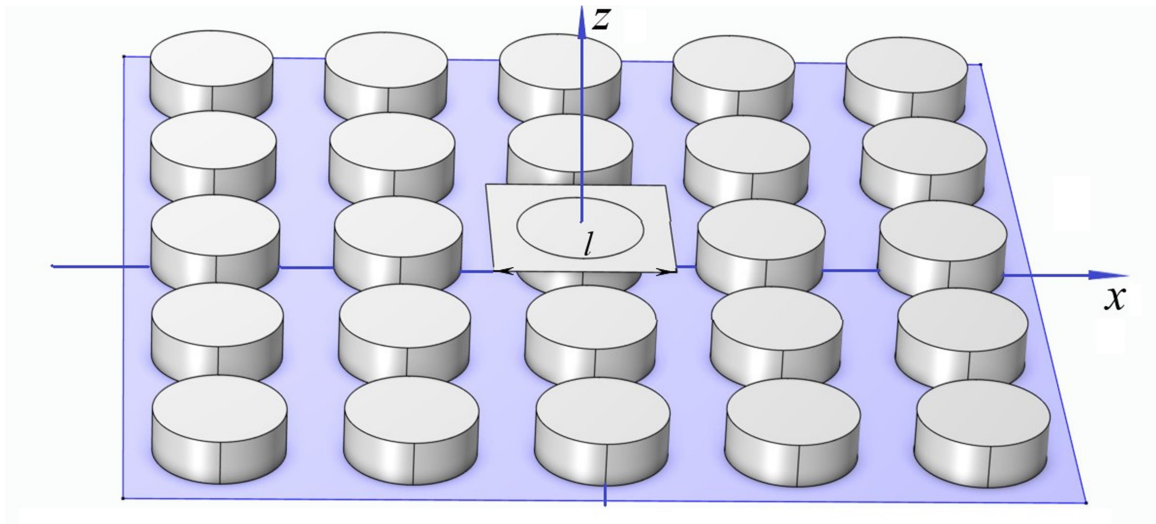


Рисунок 1.1. Відбиваюча метаповерхня (а) та площа падіння (б) і відбиття.

За такого вибору геометрії відбиваючої метаповерхні, часової залежності полів, системи координат та напрямку поширення хвилі, що падає, в просторі під екраном з PEC поле буде відсутнім, а над екраном з PEC буде формуватись відбите поле. За звичайних умов відбите поле від метаповерхні являє собою лише дзеркально відбиту плоску монохроматичну хвилю, хвильовий вектор, якої задається як $\vec{k}_i = -\vec{e}_x k \sin \theta - \vec{e}_z k \cos \theta$. Але в такому випадку ніякого недзеркального відбиття від метаповерхні досягти не вдасться. Тому нас цікавить ситуація, коли у відбитому полі окрім нульового дифракційного порядку існують і інші дифракційні промені, які здатні поширюватись від метаповерхні, тобто матимуть дійсну складову хвильового вектора вздовж осі z . В такій ситуації, виходячи з Флоке, відбите поле у

області $z \geq h$ у вигляді суперпозиції дифракційних гармонік, які є рішеннями відповідного рівняння Гельмгольца з урахуванням періодичних умов, у вигляді [24]:

$$S_{mn} = e^{-i(k \sin \theta + 2\pi m/l)x} e^{-i(2\pi n/l)y} e^{-i\gamma_{mn}z}, \quad (1.2)$$

де m, n – довільні цілі числа, які позначають номер просторової гармоніки, $\gamma_{mn} = \sqrt{k^2 - (k \sin \theta + 2\pi m/l)^2 - (2\pi n/l)^2}$ – стала поширення (m, n) гармоніки вздовж осі z .

Зауважимо, що гармоніка $(0,0)$ фактично є основною гармонікою, яка поширюється в будь-якому випадку та являє собою дзеркально відбитий промінь.

Всі інші гармоніки мають певну критичну частоту, нижче якої вони не поширюються. Ця критична частота визначається з умови $\gamma_{mn} = 0$, яку можна записати у вигляді:

$$(\sin \theta + m/\alpha_{mn}^k)^2 + (n/\alpha_{mn}^k)^2 = 1, \quad (1.3)$$

де введено позначення $\alpha = l/\lambda$ – нормована безрозмірна частота, а величина α_{mn}^k – відповідає такому значенню α , що при $\alpha \geq \alpha_{mn}^k$ дифракційний промінь (m, n) «відривається» від метаповерхні і проявляється у відбитому полі у вигляді додаткового дифракційного променя.

Відзначимо, що за умови нормального падіння хвилі ($\theta = 0^\circ$) найменша частота відсічки однакова для 4-х просторових гармонік $(-1,0)$, $(1,0)$, $(0,-1)$ та $(0,1)$ і складає $\alpha = 1$, тобто відповідає умові рівності періоду двоперіодичного масиву та довжині хвилі $l = \lambda$. Нагадаємо, що під метаповерхнею розуміються масиви з періодом меншим за довжину хвилі. Отже при нормальному падінні у метаповерхні не може виникати недзеркального відбиття.

Ситуація змінюється при похилому падінні $\theta > 0^\circ$. В даному випадку найнижча частота відсічки відповідатиме $(-1,0)$ дифракційному порядку і буде визначатись рівнянням:

$$\alpha_{-10}^k = 1/(1 + \sin \theta). \quad (1.3)$$

Залежність α_{-10}^k та ще декілька дифракційних порядків від кута θ подана на Рис. 1.2. Слід зазначити, що ці залежності для квадратної періодичної комірки визначаються лише кутом падіння та не залежать від композиції періодичної комірки метаповерхні, або її товщиною. Іншими словами, ми можемо використовувати Рис. 1.2 для визначення умов існування лише 1 додаткового дифракційного променя (зона «+1») у відбитому полі для всіх метаповерхонь, які будуть аналізуватись в цій роботі.

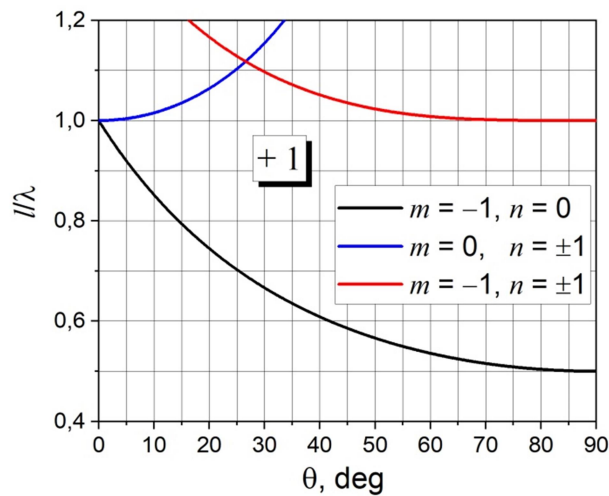


Рисунок 1.2. Залежності перших дифракційних порядків, які обмежують зону «+1» значень нормованої частоти $\alpha = l/\lambda$ та кутів падіння θ , за яких існує лише два дифракційних порядки у відбитому полі.

Відзначимо, що критичні значення дифракційних порядків, що наведені на Рис. 1.2 визначаються наступними формулами:

$$\alpha_{0\pm 1}^k = 1/\cos \theta, \quad \alpha_{-1\pm 1}^k = 2/(\sin \theta + \sqrt{1 + \cos^2 \theta}). \quad (1.4)$$

Таким чином, в подальшому при дослідженні недзеркального відбиття будемо обирати параметри із зони «+1».

Розглянемо дифракцію *TE*- та *TM*-поляризованих хвиль на відбиваючій метаповерхні, що зображена на Рис. 1.1. Тут і далі під *TE*-(*TM*-) хвилею, будемо розуміти плоскі монохроматичні хвилі, у яких вектор електричного (магнітного) поля має лише одну, а саме *y*-у, ненульову компоненту, тобто

$\vec{E} = \vec{e}_y E_0$ ($\vec{H} = \vec{e}_y H_0$). Оскільки ця компонента є перпендикулярною до площини падіння, то їх і зручно позначати як TE - та TM - хвилі.

Будемо вважати, що диски виконані з кремнію і в робочому діапазоні частот характеризуються діелектричною проникністю $\varepsilon_d = 11,9$ та тангенсом кута втрат на рівні $\text{tg } \delta = 10^{-4}$. Всі обчислення виконувались за допомогою Comsol Multiphysics.

Той факт, що диски лежать на екрані з PEC суттєво змінює картину розподілу власних коливань на осі частот. Справа в тому, що для магнітних поперечних мультиполів, які зумовлені формуванням петель електричного поля по глибині диску, наявність екрану фактично збільшує ефективну висоту диску вдвічі, в той час, як для всіх інших ефективна висота або залишається майже не змінною, або, навіть, зменшується [12]. Тому основним коливанням відбиваючої метаповерхні, що утворена дисками, що нанесені на екран з PEC стає поперечне дипольне коливання (HE_{111} –коливання).

Рис. 1.3 демонструє залежність інтенсивності дзеркального ($|R_{00}|^2$) та не дзеркального ($|R_{-10}|^2$) променів, що формуються при взаємодії TE - та TM -хвиль з відбиваючою метаповерхнею, від нормованої частоти при різних радіусах диску. На рисунку бачимо формування резонансів повного недзеркального відбиття для випадку обох поляризацій. Ці резонанси пов'язані із збудженням в метаповерхні власних коливань. Щоб довести цей факт на Рис. 1.4 подані розподіли магнітного та електричного поля для точок А, В та С, що вказані на Рис. 1.3. Легко бачити, що низькочастотний резонанс з низькою добротністю, який проявляється на залежностях недзеркального відбиття для обох поляризацій (точка А на Рис. 1.3), пов'язаний із збудженням магнітного диполя в площині PEC. Цей резонанс ми можемо ідентифікувати, як HE_{11q} –коливання ефективного дискового резонатору з висотою $2h$. Другий високо добротний резонанс, що виникає для випадку TE -поляризації другим, а для TM -поляризації третім при $r_d = 0,2$ мкм (точка

В на Рис. 1.3), пов'язаний із збудженням магнітного квадрупольного момента у площині PEC.

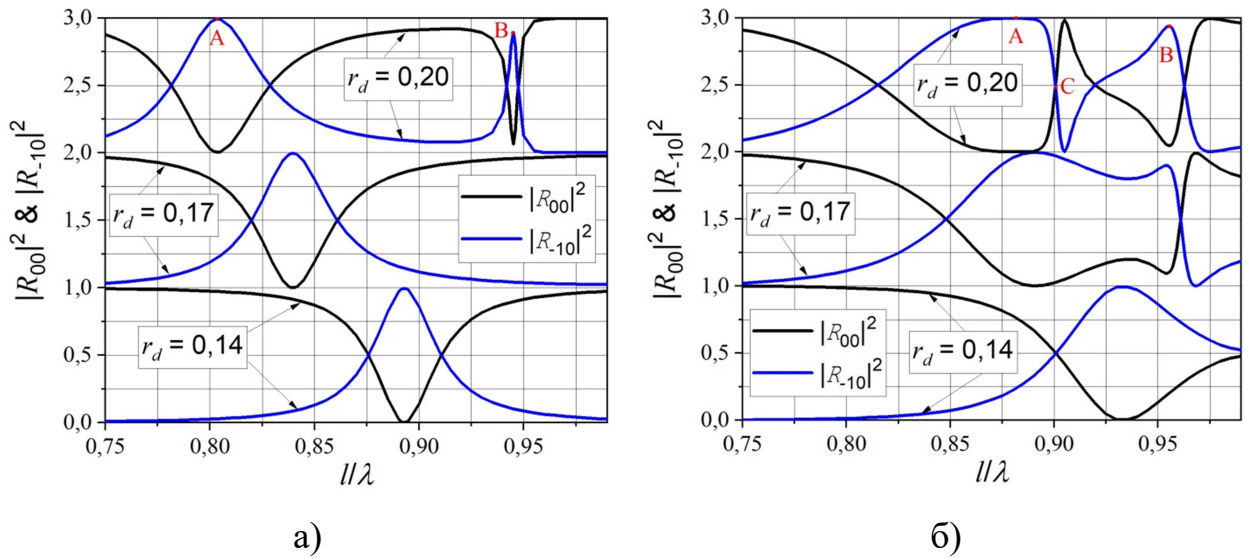
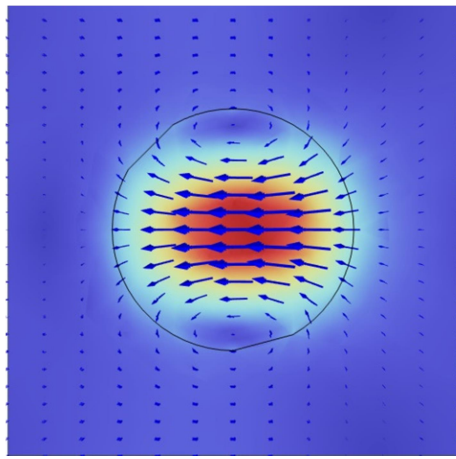
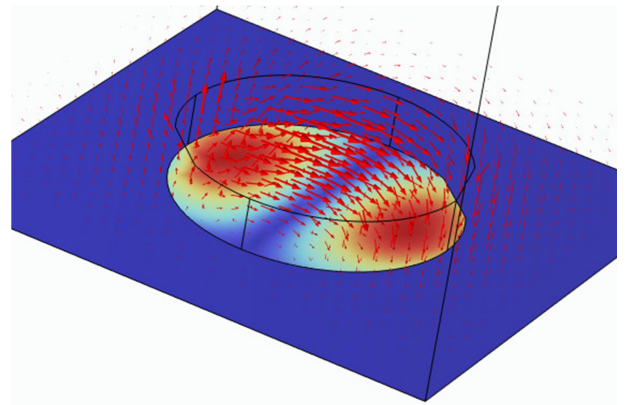


Рисунок 1.3. Частотні залежності інтенсивності дзеркально та недзеркально відбитих променів для випадків TE - та TM -хвиль, що падають під кутом $\theta = 35^\circ$ на відбиваючу метаповерхню ($l = 0,75$ мкм, $h = 0,075$ мкм, а розміри r_d вказані на рисунку у мікрометрах). Для наочності результатів інтенсивності розраховані за формулою $|R_{mn}|^2 + (r_d - 1,4)/0,3$, в якій значення r_d вказані на рисунку.

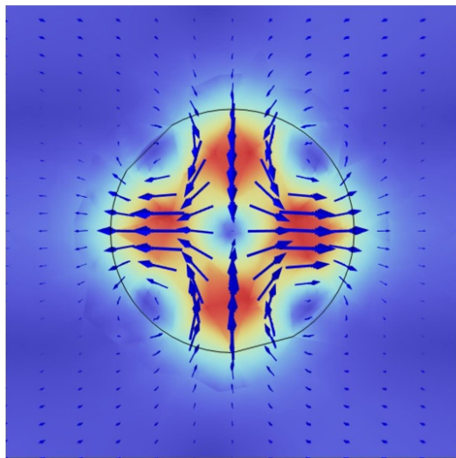
Крім того, на частотних залежностях коефіцієнту недзеркального відбиття з'являється додатковий резонанс, який має характерну для замкненого колювання форму у вигляді резонанс-антірезонанс. Максимум поглинання дозволяє ідентифікувати його позицію на частотній шкалі для $r_d = 0,2$ мкм (точка С на Рис. 1.3(б)), а розподіл поля показує, що це поздовжній електричний дипольний момент, який можна ідентифікувати як TM_{01q} –колювання ефективного дискового резонатору з висотою $2h$. Цей резонанс є «темним» для випадку TE -поляризації в силу співвідношення симетрій власних полів колювання та хвилі. А для TM -хвилі за рахунок похилого падіння, цей резонанс проявляється у вигляді високо добротного резонансу на замкненій моді. Відмітимо, що точно таку поведінку демонструє і TE_{01} –колювання, але поляризації міняються місцями.



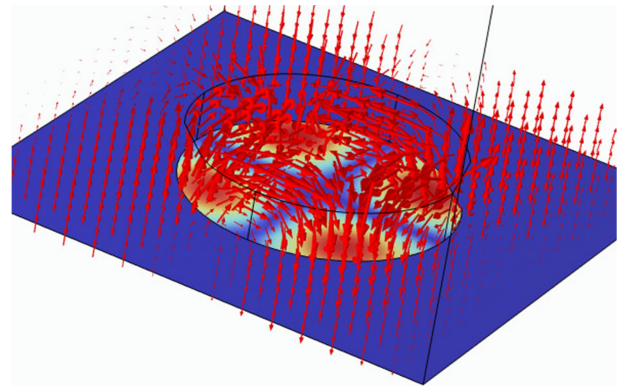
а)



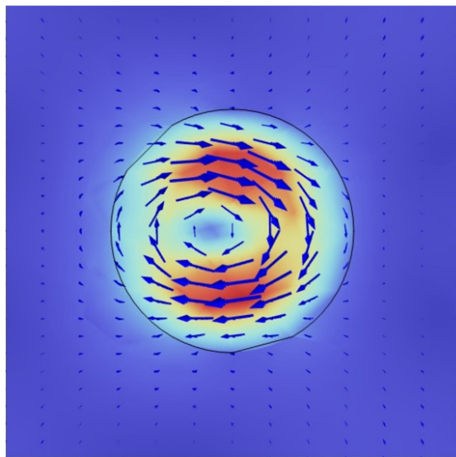
б)



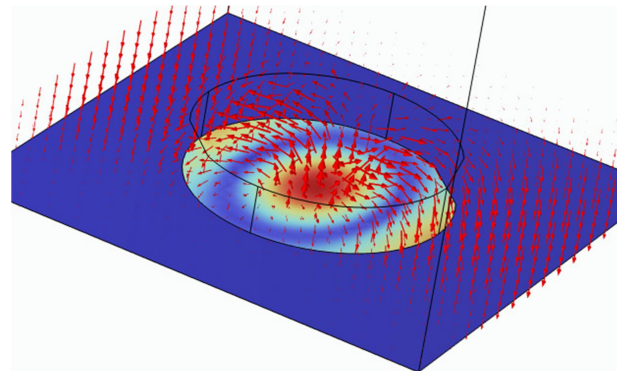
в)



г)



д)



е)

Рисунок 1.4. Розподіли векторів магнітного (а,в,д) та електричного (б,г,е) поля в періодичній комірці метаповерхні на частотах максимумів поглинання, які відмічені на Рис. 1.3 точками А(а,б), В(в,г) та С(д,е).

Відмітимо також, що при наявності повітряного чи діелектричного зазору поміж PEC та диском картина стрімко змінюється. Так як, навіть при малому зазорі розглядати систему диск на металевому екрані, як ефективний диск з подвійною висотою для розглянутих коливань більше не можна. Тому основними коливаннями стають TE_{01q} – та EH_{11q} –коливання, які за таких розмірів дисків виявляються поза межами робочої смуги частот. А при збільшенні розмірів спектр коливань згущається і потребує врахування взаємодії поміж ними. У той же час, все одно на частотах власних коливань фіксується резонансна перекачка енергії із дзеркального променя в не дзеркальний.

1.3. Висновки

В цьому розділі проведено детальний аналіз відомих результатів щодо формування недзеркального відбиття плоскої монохроматичної хвилі від дискової відбиваючої метаповерхні за умов похилого падіння.

Визначено зону кутів падіння та нормованих частот за яких в метаповерхні з квадратною базовою коміркою може формуватись недзеркальне відбиття. Проведено аналіз власних коливань метаповерхні на екрані з PEC, які для різних поляризацій здатні приводити до появи резонансної передачі енергії хвилі у $(-1,0)$ дифракційний порядок.

Цікавим є поширення цих результатів на більш складну композицію метаповерхні.

2. ФОРМУВАННЯ НЕДЗЕРКАЛЬНОГО ВІДБИТТЯ МЕТАПОВЕРХНІ ІЗ КЛАСТЕРНИМ БАЗОВИМ ЕЛЕМЕНТОМ

Як показано у попередньому розділі дискова метаповерхня здатна формувати недзеркальне відбиття плоскої монохроматичної хвилі за правильного вибору параметрів задачі. Але недзеркальне відбиття носить характер резонансних сплесків, які проявляються при збудженні в метаповерхні власного коливання. У той же час, властивості власного коливання у лінійному режимі майже повністю залежить від параметрів диску, зміна яких можлива лише при виготовленні нової метаповерхні.

Ситуацію можна змінити за рахунок використання нелінійних властивостей кремнію, або ж за рахунок введення зазору поміж дисками та PEC, але ці методи доволі обмежені в своїх можливостях.

Іншим методом досягнення динамічної зміни властивостей метаповерхні може виступати кластеризація періодичної комірки. Кластерний елемент складається зазвичай із декілька подібних резонаторів. І хоча власні коливання кластеру також є похідними від власних коливань окремих елементів, але загальне коливання є їх суперпозицією, а отже залежить від фазових співвідношень у кластері. У той же час, похиле падіння плоскої електромагнітної хвилі автоматично призводить до зміни фазових співвідношень у кластері. І хоча ці зміни не дуже великі в силу малості розмірів періодичної комірки порівняно з довжиною хвилі, але вони не потребують виготовлення нових метаповерхонь.

Отже в цьому розділі розглянемо можливості досягнення формування недзеркального відбиття у метаповерхні, що містить кластерний елемент та розміщена на екрані з PEC.

2.1. Випадок кластерної метаповерхні з двома дисками на періоді

Розглянемо два найпростіші методи формування метаповерхні з кластерним елементом із звичайної дискової метаповерхні. Один з них складається у взаємному зсуві пари сусідніх дисків у напрямку один до одного (відстань поміж центрами сусідніх дисків $\Delta \neq l/2$), а другий у зміні розмірів одного з пари сусідніх дисків ($R_{d1} \neq R_{d2}$). Існують і інші методи, але ми зупинимось на цих двох, як основних видів кластерів: зсувних та «нерівноважних». Зрозуміло, що можна ці два методи використовувати одночасно. Різниця у таких кластерах в тому, що в зсувних кластерах кожний окремий диск має фактично одні і ті самі власні коливання, а різниця виникає за рахунок зміни фаз між дисками у кластерному елементі та між дисками з сусідніх кластерів. В «нерівноважних» кластерах різниця фаз поміж елементами в кластері та поза його межами зберігається, але власні коливання у різних дичків – різні, в тому сенсі, що знаходяться на різних частотах та мають різні значення добротностей.

Відмітимо, що в для випадку кластеру з двох елементів форма періодичної комірки більше не є квадратом, а стає прямокутником. При цьому одна зі сторін вдвічі більша за іншу. Оберемо осі таким чином, щоб вісь x була спрямована вздовж більшої сторони кластеру. Це дозволяє обрати параметри метаповерхні так, щоб при умові, що площина падіння це xOz додатковий дифракційний промінь виникав, а для yOz – не виникав. Саме такий випадок і проаналізуємо. Нехай $l_y = l = 0,6$ мкм, а $l_x = 2l = 1,2$ мкм.

Рис 2.1 демонструє частотні залежності коефіцієнтів відбиття та поглинання ТЕ- та ТМ-поляризованих хвиль кластерною метаповерхнею зсувного типу ($\Delta = 0,45$ мкм), яка розташована у вільному просторі, для різних кутів падіння.

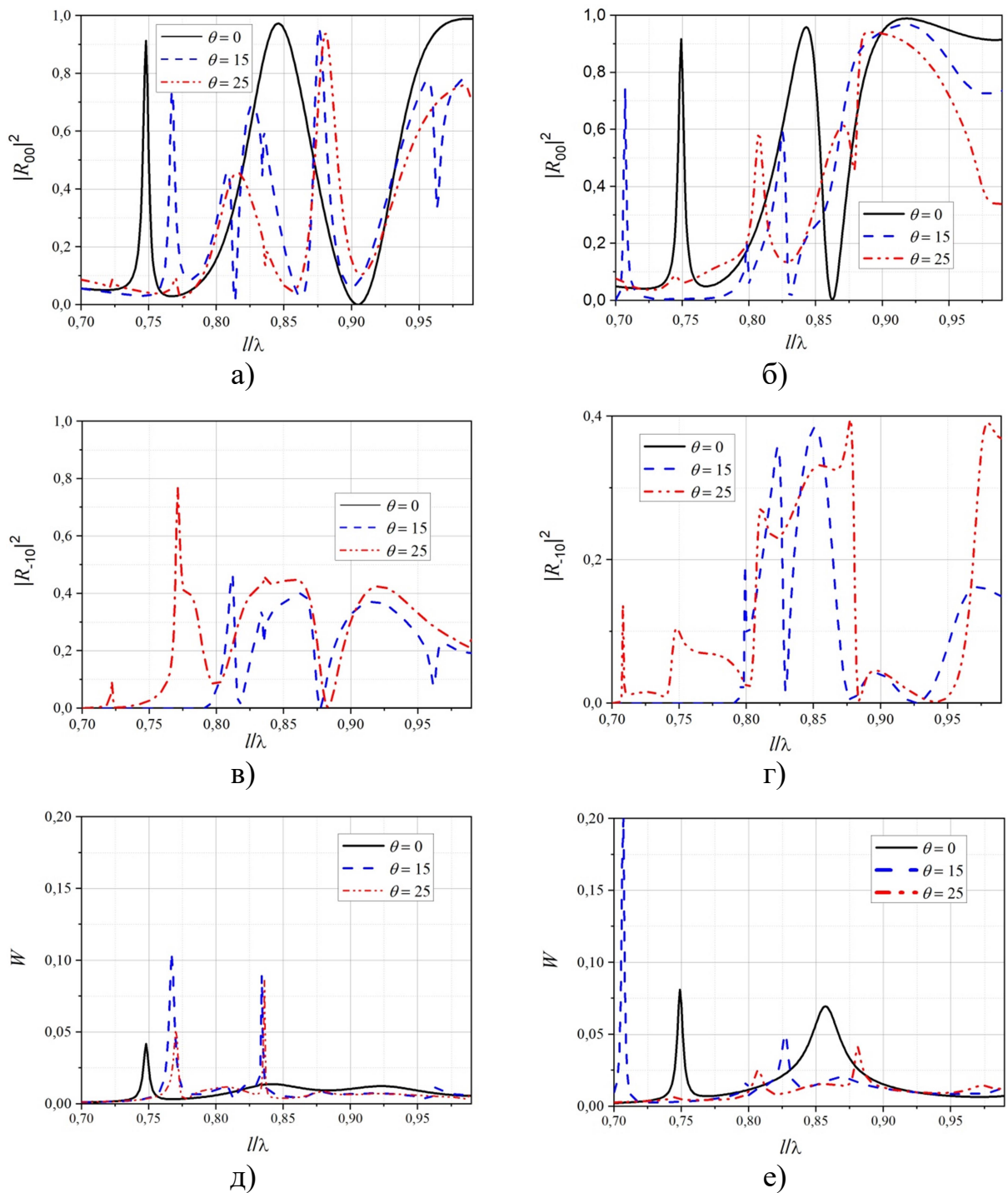


Рисунок 2.1. Частотні залежності інтенсивностей дзеркально (а,б) та недзеркально (в,г) відбитих променів та поглинання (г,д) *TE*- (а,в,д) та *TM*- (б,г,є) поляризованих хвиль від прозорої кластерної метаповерхні зсувного типу $h = 0,28$ мкм, $R_d = 0,2$ мкм та $\Delta = 0,45$ мкм.

Рис 2.2 демонструє такі саме залежності, що і на Рис. 2.1, але для випадку прозорої кластерної метаповерхні нерівноважного типу ($R_{d1} = 0,185$ мкм та $R_{d1} = 0,215$ мкм) для різних кутів падіння.

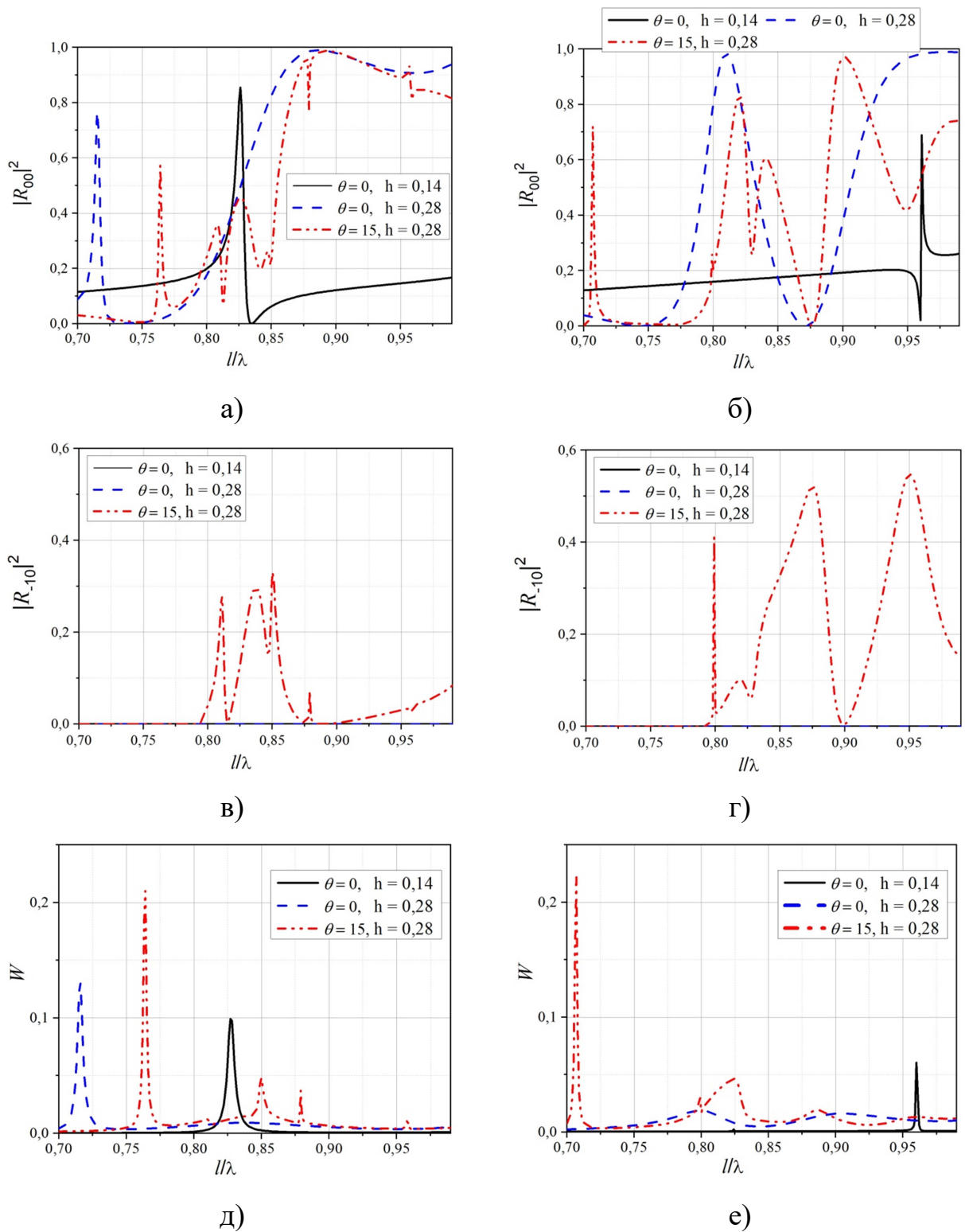


Рисунок 2.2. Частотні залежності інтенсивностей дзеркально (а,б) та недзеркально (в,г) відбитих променів та поглинання (г,д) *TE*- (а,в,д) та *TM*- (б,г,є) поляризованих хвиль від прозорої (РЕС відсутнє) кластерної метаповерхні нерівноважного типу $R_{d1} = 0,185$ мкм та $R_{d1} = 0,215$ мкм та $\Delta = 0,6$ мкм, висота дисків h вказана на рисункам в мкм.

Бачимо, що в обох типах кластерів формується недзеркальне відбиття. Але за умови відсутності екрану з РЕС інтенсивність недзеркально відбитого світла не перевищує 60-70 %. Крім того, похиле падіння значно збагачує спектр за рахунок збудження «темних» типів коливань. Розподіл полів дозволяє стверджувати, що основним коливанням нерівноважного кластерного елементу є тороїдальний магнітний резонанс. Він формується двома протифазних $EH_{11\delta}$ -коливанням у дисках.

У випадку зсувної метаповерхні власні моди для різних поляризацій формуються суперпозицією різних коливань: $TM_{01\delta}$ та $HE_{11\delta}$ (Рис. 2.3-2.4). Як наслідок над добротні резонанси у спектрах хвиль різної поляризації мають різні значення частоти навіть за нормального падіння.

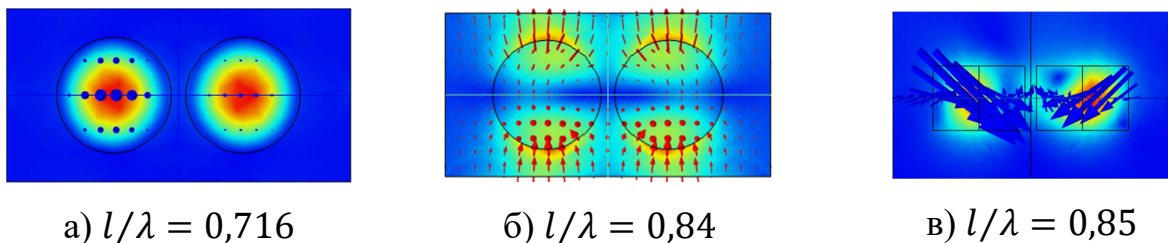


Рисунок 2.3. Розподіли векторів та амплітуд магнітного (а,в) та електричного (б) поля для прозорої метаповерхності із зсувним кластером на частотах максимумів поглинання на Рис. 2.1(д) для $\theta = 0^\circ$ (а,б) та $\theta = 15^\circ$ (в) при збудженні хвилею TE -поляризації.

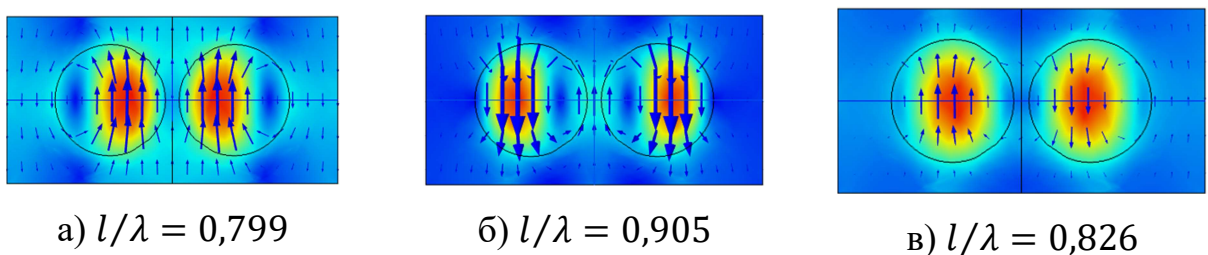


Рисунок 2.4. Розподіли векторів та амплітуд магнітного поля для прозорої метаповерхності із зсувним кластером на частотах максимумів поглинання на Рис. 2.1(є) для $\theta = 0^\circ$ (а,б) та $\theta = 15^\circ$ (в) при збудженні хвилею TM -поляризації.

Розташування кластерної метаповерхні на екрані з РЕС з одного боку дозволяє зменшити висоту дисків вдвічі із збереженням резонансів на $HE_{11\delta}$ -коливанні і таким чином суттєво прорідити спектр (Рис. 2.5).

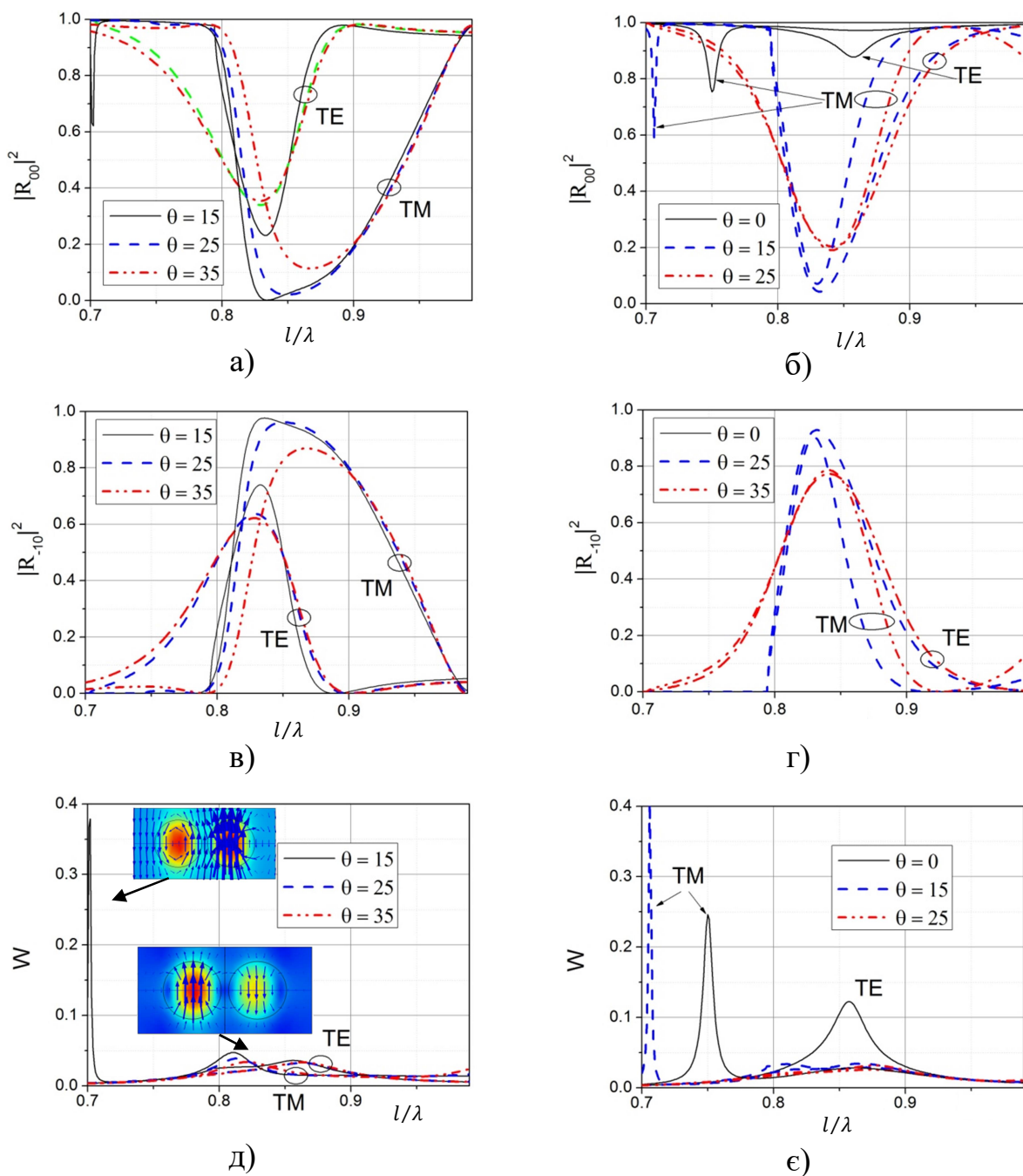


Рисунок 2.5. Частотні залежності інтенсивностей відбитого світла ($|R_{00}|^2$, $|R_{-10}|^2$) та поглинання (W) плоскої ТЕ- або ТМ-поляризованої хвилі для відбиваючої метаповерхні із кластерним елементом зсувного (а,в,д) ($R_d = 0,2$ мкм та $\Delta = 0,45$ мкм) та нерівноважного (б,г,є) ($R_{d1} = 0,185$ мкм та $R_{d1} = 0,215$ мкм) типів. Для всіх випадків $h = 0,14$ мкм.

В даному випадку спостерігається утворення частотних зон із відносно високим рівнем недзеркального відбиття. Такі зони утворюються поблизу частот низько добротних коливань кластеру. Аналіз останніх дозволяє прийти до висновку, що ці коливання зумовлені збудженням протифазних HE_{11q} -коливань у дисках, що формують кластер ний елемент. Магнітні диполі, які пов'язані з таким типом коливань, орієнтуються в напрямку магнітного поля хвилі, що падає. Тому для зсувного кластеру при TM -хвилі магнітні дипольні моменти орієнтуються вздовж осі y , а для нерівноважного кластеру (TE -хвиля) вздовж осі x на зустріч один одному.

Слід відмітити, що коливання з найменшою частотою зумовлено збудженням коливання у кластері, при якому магнітні дипольні моменти у дисках, що утворюють кластер, є сон оправленими. Цікавою особливістю такого коливання є його зміщення у низькочастотну область із збільшенням кута падіння. Цей факт дозволяє отримати резонансне недзеркальне відбиття на малорозмірних дисках за умови великого значення кута падіння.

Таким чином, дослідження кластерного елемента з двох дисків дозволяє отримати новий тип недзеркального відбиття, який пов'язаний із формуванням зон з високим рівнем такого відбиття. Але такий кластер суттєво залежить від того, як орієнтована площина падіння відносно напрямків періодичності. Такого недоліку буде позбавлена кластерна метаповерхня із кластером з 4х дисків.

2.2. Недзеркальне відбиття від кластерної метаповерхні з чотирма дисками на періоді

Моделювання відбиття для кластерної метаповерхні з чотирма дисками на періоді показало, що найбільш широкі смуг недзеркального відбиття можна досягти у сильно асиметричному кластері як зсувного (всі 4 диски рухаються у центр періодичної комірки), так і нерівноважного (тут максимально оптимальний варіант спостерігається, коли всі диски мають

різний радіус) типів. Слід зазначити, що нерівноважний тип кластеру призводить до залежності рівня недзеркального відбиття від напрямку розповсюдження хвилі, тобто повторює недолік притаманний кластеру з двох дисків.

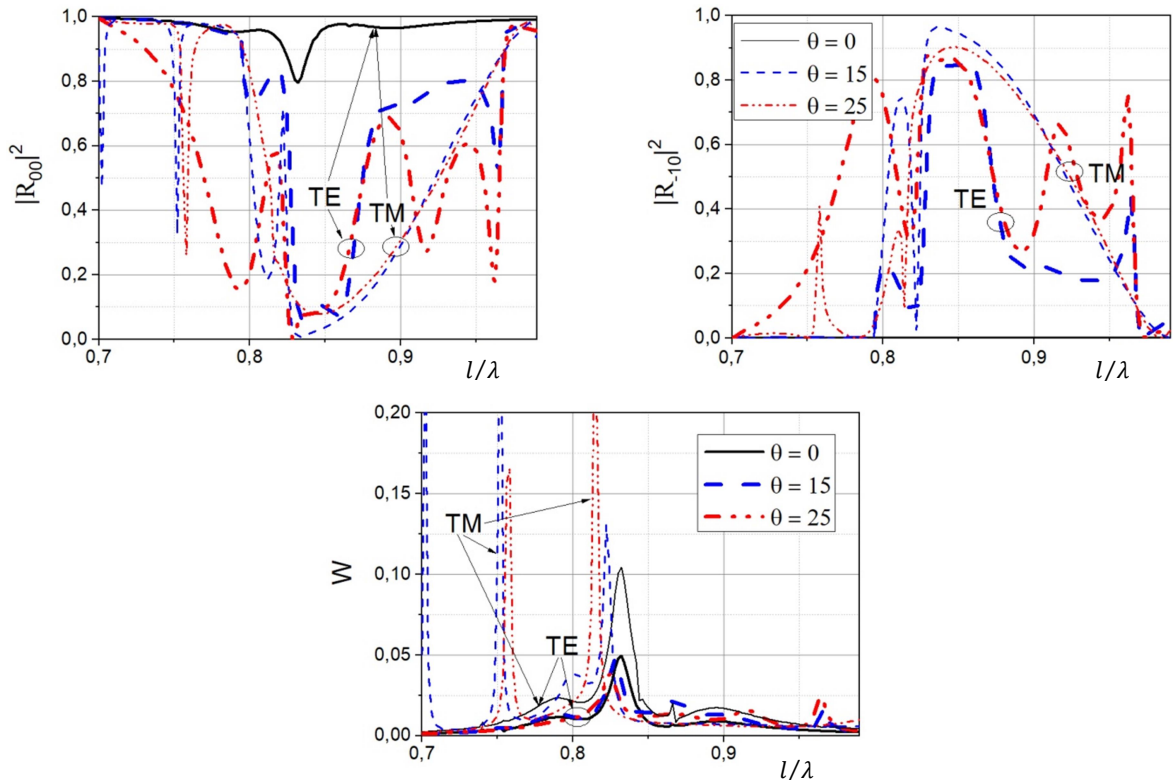
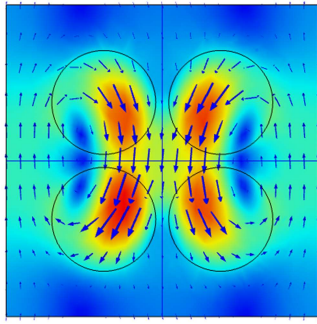
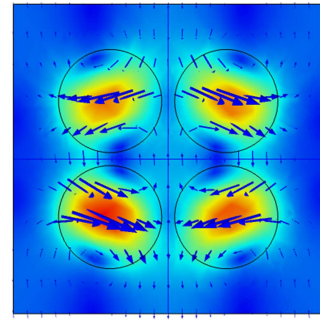


Рисунок 2.6. Частотні залежності коефіцієнтів відбиття ($|R_{00}|^2$, $|R_{-10}|^2$) та поглинання (W) плоскої хвилі для відбиваючої метаповерхні з кластерним елементом зсувного типу, що складається з чотирьох однакових дисків. $h = 0,14$ мкм, $R_d = 0,2$ мкм та $\Delta = 0,45$ мкм.

Виходячи з усього вище переліченого, на Рис. 2.6 наведені спектри відбиття та поглинання для відбиваючої метаповерхні з кластерним елементом зсувного типу, що утворена 4 однаковими дисками. Бачимо, що в спектрі відбиття такої метаповерхні формується зона високого рівня недзеркального відбиття для хвиль обох поляризацій. Для розуміння, з якими власними коливаннями кластерного елемента ми праємо на Рис. 2.7 подані розподіли полів для перших резонансів метаповерхні для випадків *TE*- та *TM*-хвиль при нормальному падінні. Бачимо формування магнітного дипольного коливання кластеру Рис. 2.7(а) та квадрупольного – Рис. 2.7(б).



а) $l/\lambda = 0,79$



б) $l/\lambda = 0,83$

Рисунок 2.7. Розподіли вектора та амплітуди магнітного поля на частотах перших двох максимумів поглинання ТЕ- та ТМ-поляризованих хвиль за умови нормального їх падіння на зсувний кластер з (Рис. 2.6(в)).

2.3. Висновки

Доведено можливість оптимізації недзеркального відбиття метаповерхні за рахунок кластеризації її базового елементу. Показано, що в такий спосіб можна досягати формування смуги недзеркального відбиття. Цікавим фактом тут є те, що кожна частота в цій смузі відповідає своєму (унікальному) куту недзеркального відбиття. Це відкриває можливість провести просторово-частотну селекцію електромагнітного сигналу, якщо він є не монохроматичний. Також цікавою є можливість «збірки» в заданому напрямку сигналів різної частоти за рахунок їх приходу з різних напрямків. Але всі ці питання виходять за межі моєї роботи.

Крім того, відмітимо, що потреба у наявності металевого екрану у оптичному та інфрачервоному діапазонах буде приводити до додаткових втрат енергії на дисипацію, що суттєво обмежуватиме ефективність мета дзеркала. Тому актуальним є питання розробити відбиваючу метаповерхню без використання металевих елементів. Одним з можливих напрямків є використання багатошарових метаповерхонь, які будуть закривати канал для проходження світла на робочій частоті, забезпечуючи таким чином недзеркальне відбиття.

3. БАГАТОШАРОВА МЕТАПОВЕРХНЯ ЯК ДЗЕРКАЛО, ЯКЕ ЗАБЕЗПЕЧУЄ РЕЗОНАНСНЕ НЕДЗЕРКАЛЬНЕ ВІДБИТТЯ

Багатошарові метаповерхні це багато параметричні об'єкти і на відміну, навіть, від кластерної метаповерхні існує дуже багато варіантів будови таких метаповерхонь. Тому, навіть, в теорії переглянути усі можливі конструкції, або якось їх уніфікувати практично не можливо. Оскільки на меті пошук конфігурацій, які б дозволили досягти режиму повного резонансного недзеркального відбиття, то і пошук треба починати із найпростіших конфігурацій, які б було відносно легко аналізувати і в той же час би вони б давали розуміння фізики процесів, що відбуваються у такій метаповерхні.

Як базову, на першому етапі, проаналізуємо основні фізичні закономірності формування власних коливань у максимально простій багатошаровій метаповерхні, яка складається лише з 2 періодичних у двох напрямків масивів діелектричних елементів (Рис. 3.1). При цьому припустимо, що напрямки їх періодичності збігаються як і величини їх періодів. Лише в такому разі отримана система буде періодичною і ми будемо в змозі казати про метаповерхню.

Нехай площини періодичності обох масивів є паралельними площині xOy , а їх періодичні комірки мають форму квадрату зі стороною l . Тоді розглянемо задачу дифракції плоскої монохроматичної хвилі, що поширюється у напівпросторі $z > 0$ та характеризується хвильовим вектором $\vec{k}_i = -\vec{e}_x k \sin \theta + \vec{e}_z k \cos \theta$ (див. (1.1)). Тут як і в першому розділі будемо окремо розглядати задачу дифракції для TE - та TM -хвиль.

На першому етапі розглянемо в якості шарів дві звичайні дискові метаповерхні. Кожна з метаповерхонь може бути визначена тоді через радіус та висоту дисків, що їх складають. Нехай верхня метаповерхня складається з дисків радіусу r^+ та висоти h^+ і займає у просторі шар

$-h^+ \leq z \leq 0$. У той же час діелектричні диски нижнього шару матимуть радіус r^- та висоту h^- , а сама метаповерхня займає у просторі шар $-h^- - \Delta - h^+ \leq z \leq -\Delta - h^+$ (Рис. 3.1). Крім того диски в шарах метаповерхні можуть бути зміщені один відносно одного. Домовимось, що центри дисків верхнього масиву розташовані у вузлах двоперіодичної сітки з координатами $x_m = ml, y_n = nl$, де $m, n = \dots, -1, 0, 1, \dots$. А центри дисків нижнього масиву утворюють двоперіодичну сітку з вузлами в точках $x_m = s_x + ml, y_n = s_y + nl$, де $s_x, s_y < l$. Таким чином введена метаповерхня вичерпно описує двошарову метаповерхню, яка може бути отримана шляхом накладання одна на одну двох дискових метаповерхонь з однаковими за розміром періодичними комірками.

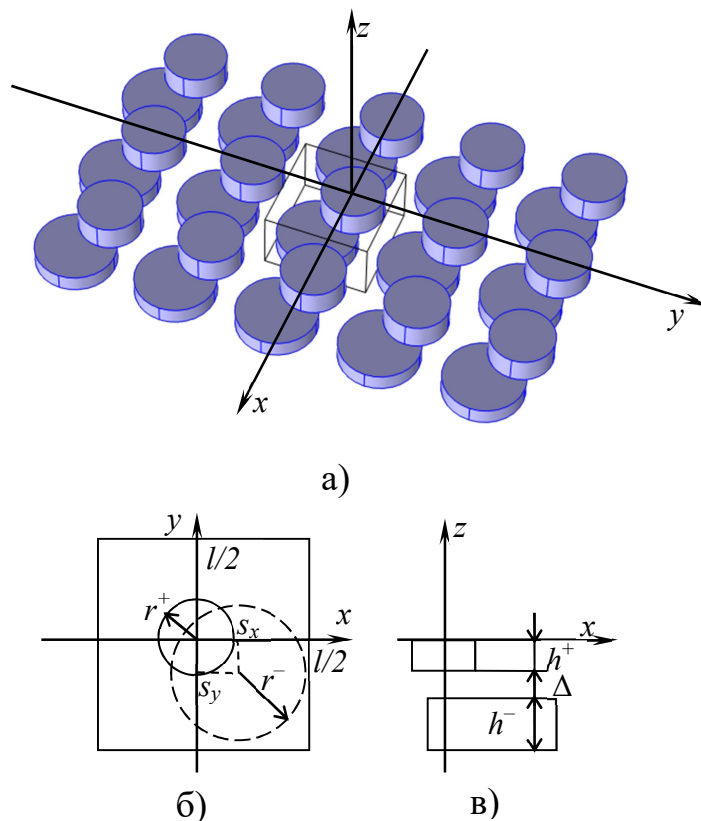


Рисунок 3.1. Схематичне зображення двошарової метаповерхні (а), яка сформована шляхом розташування одна над одною 2 метаповерхонь з кремнієвих дисків з однаковими за формою та величиною періодичними комірками, та проєкції її базової комірки у площинах xOy (б) та xOz (в).

Для наочності результатів аналізу виключимо із розгляду будь-які інші елементи із розгляду і будемо вважати, що обидві метаповерхні розташовані у вільному просторі. Діелектричні елементи, як і у розділі 2, будемо вважати такими, що вироблені з кремнію ($\varepsilon = 11,9$, $\text{tg} \delta = 10^{-3}$).

Зрозуміло, що власні коливання такої метаповерхні будуть наслідком взаємодії власних коливань окремих дисків, як це було у звичайній дисковій метаповерхні і в кластерній. Можна, навіть, казати про утворення кластеру, але тепер він на відміну від звичної кластерної метаповерхні утворюється внаслідок взаємодії дисків в різних шарах. Також зрозуміло, що із зростанням відстані поміж шарами метаповерхні електродинамічний зв'язок елементів різних шарів буде зменшуватись і, починаючи з деякої відстані, характеристики метаповерхні можна буде розглядати як наслідок інтерференції хвиль відбитих на кожному з шарів. Наш інтерес лежить в побудові доволі тонких метаповерхонь, а тому будемо розглядати відстані на яких взаємодією поміж шарами знехтувати не можна.

Спочатку проаналізуємо випадок двошарової метаповерхні в яких диски в кожному шарі розташовані однаково, тобто вузлові точки верхньої та нижньої просторових сіток збігаються ($s_x = s_y = 0$ мкм). За умови нормального падіння плоскої хвилі на таку метаповерхню спектр власних коливань складається з множини гібридних коливань. Кожне з них є наслідком взаємодії поперечних електричних та магнітних дипольних коливань окремих дисків різних шарів. На Рис. 3.2-3.4 наведені деякі характерні результати аналізу цих власних коливань та того, як вони проявляються на спектрах відбиття та поглинання двошарової метаповерхні.

Умовно можна виділити 3 різних випадки формування власних коливань у такій метаповерхні. Перший з них проявляється коли власні коливання дисків мають суттєво різні частоти. В такому випадку власні гібридні коливання дуже схожі за своїми властивостями на власні коливання окремої метаповерхні. Другий шар фактично можна розглядати тоді як деяку підкладку з ефективним коефіцієнтом заломлення. Вочевидь, підкладка у звичайної дискової метаповерхні здатна зсунути частоти власних коливань,

але не призводить до появи нових. Таку картину ми спостерігаємо на Рис. 3.2. Тут ми бачимо формування чотирьох незалежних коливань. Кожне з них фактично є коливанням диску в одному з шарів метаповерхні, в той час диск іншого шару виступає у ролі деякого навантаження відкритого резонатору. Фактично ми не бачимо створення нових гібридних коливань, а результуючий спектр двошарової метаповерхні є фактично сумою власних коливань верхнього та нижнього шару.

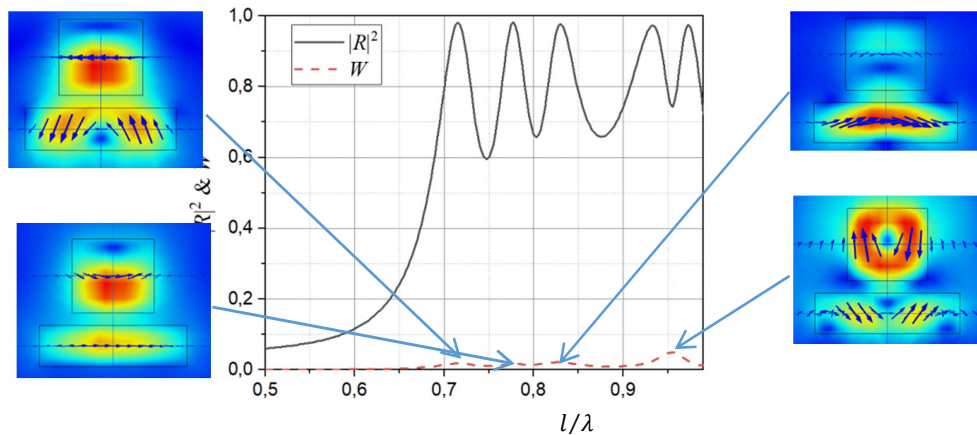


Рисунок 3.2. Частотні залежності відбиття $|R^2|$ та поглинання

$W = 1 - |T^2| - |R^2|$ TE -хвилі для двошарової метаповерхні, що утворена совісними дисковими метаповерхнями із суттєво різними дисками: $h^+ = 1,8$ мкм, $r^+ = 1,8$ мкм, $h^- = 1$ мкм, $r^- = 1,8$ мкм, $l = 6$ мкм, $\Delta = 0,3$ мкм. Випадок нормального падіння. Кольорові вставки показують розподіли амплітуди та векторів магнітного поля у періодичній комірни метаповерхні на частотах максимумів поглинання.

Другий варіант гібридизації коливань проявляється коли власні коливання обох шарів дуже близькі один до одного. Граничною ситуацією тут є двошарова метаповерхня, що утворена двома ідентичними дисковими мета поверхнями ($h^- = h^+$ та $r^- = r^+$). Оскільки власні коливання верхньої та нижньої метаповерхонь тут однакові, то електродинамічний зв'язок поміж ними буде приводити до зняття своєрідного виродження і, як наслідок, у спектрі всі коливання будуть подвоюватись за рахунок утворення пара синфазних та протифазних коливань, які будуть зміщуватись по частотній

шкалі відносно своїх «батьків». Відмітимо, що відстань між шарами Δ буде виступати в якості параметра електродинамічного зв'язку. Його збільшення буде приводити до того, що обидва (синфазне та протифазне) коливання будуть прямувати до початкового коливання окремої метаповерхні. А зменшення буде приводити до виродження спектра двошарової метаповерхні до метаповерхні з окремим диском подвійної висоти.

Рис. 3.3 демонструє утворення пар коливань на прикладі магнітних дипольних резонансів окремих дисків. За рахунок електродинамічного зв'язку у гібридному коливанні вже майже не можливо упізнати батьківське HE_{11q} -коливання. На нормованій частоті порядку 0,97-0,98 ми бачимо формування резонансу, яке можна діагностувати як електричний дипольний момент кластеру в цілому. При цьому електричний диполь буде утворюватись у зазорі між дисками. В той же час на частотах поміж 0,8 та 0,85 легко побачити утворення протифазного EH_{11q} -коливання, яке на відміну від магнітного дипольного резонансу зберігає характерний розподіл.

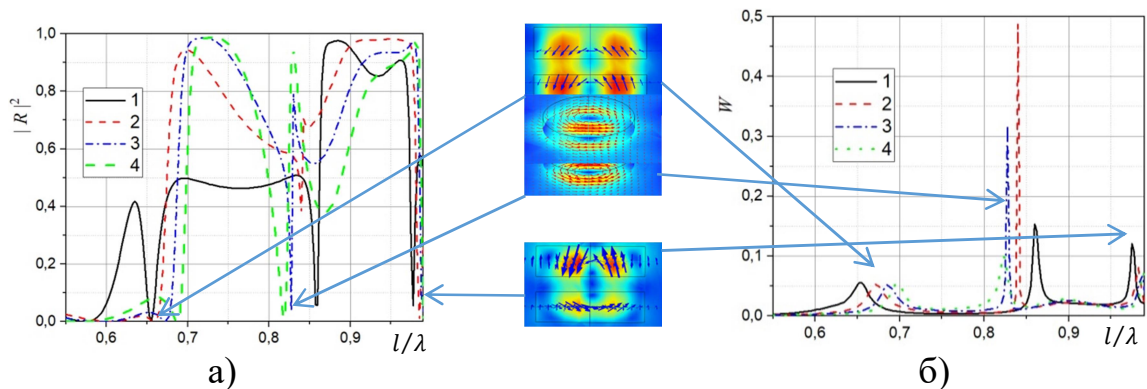


Рисунок 3.3. Частотні залежності відбиття $|R^2|$ (а) та поглинання

$W = 1 - |T^2| - |R^2|$ (б) TE -хвилі для двошарової метаповерхні, яка утворена совісними ідентичними дисковими метаповерхнями ($h^+ = h^- = 1$ мкм, $r^+ = r^- = 1.8$ мкм, $d = 6$ мкм), для різних значень зазору поміж шарами: 1 – $\Delta = 0.1$ мкм, 2 – $\Delta = 0.3$ мкм, 3 – $\Delta = 0.5$ мкм, 4 – $\Delta = 0.7$ мкм. Кольорові вставки демонструють розподіли амплітуд та векторів магнітного або електричного полів у періодичній комірці метаповерхні на частотах максимумів поглинання. Сині стрілки відповідають магнітному полю, а червоні – електричному.

Найбільш цікавим на наш погляд є третій варіант гібридизації власних коливань шарів, який спостерігається внаслідок перекриття спектральних кривих резонансів різної природи в верхньому та нижньому шарах. Добре відома так звана поверхня Гюйгенса, яка утворюється внаслідок одночасного збудження у поверхні масивів електричних та магнітних диполів, які є перпендикулярними. Така поверхня не може випромінювати, внаслідок, деструктивної взаємодії випромінювання електричного та магнітного диполів. В нашому випадку масиви електричних та магнітних диполів рознесені по шарах, але деструктивна або конструктивна взаємодія їх випромінювань може призводити до явища повного замикання метаповерхні.

Рис. 3.4 демонструє подібний випадок.

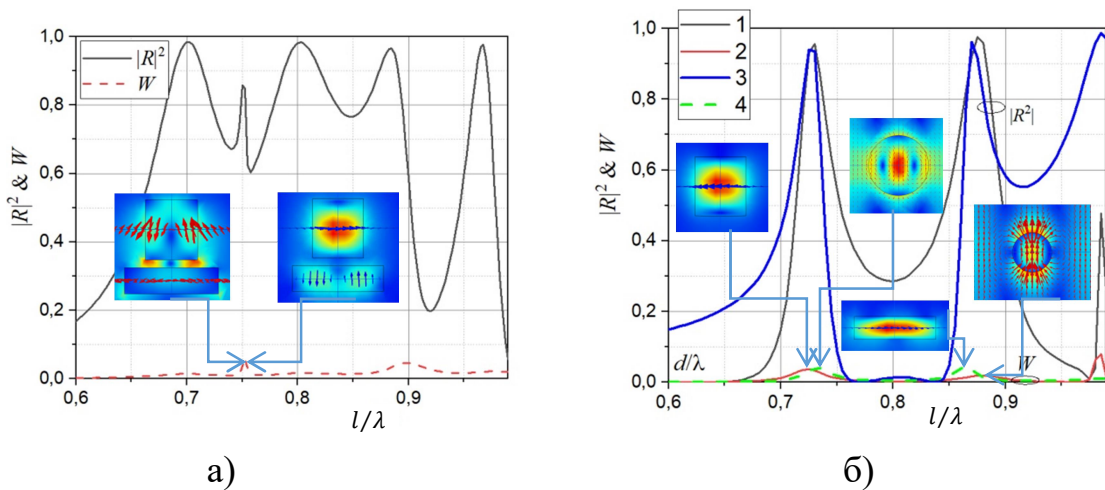


Рисунок 3.4. Частотні залежності відбиття $|R|^2$ та поглинання W TE -хвилі для двошарової метаповерхні (а) та окремих одношарових метаповерхонь (б), які є складовими двошарової. Лінії 1-2 на правій панелі відповідають верхньому шару двошарової метаповерхні ($h^+ = 2,3$ мкм, $r^+ = 1$ мкм), а лінії 1-3 – нижньому шару ($h^- = 1$ мкм, $r^- = 1,8$ мкм,): $l = 6$ мкм, $\Delta = 0,3$ мкм.

Тут обрані параметри шарів таким чином, щоб власні частоти HE_{11q} -коливання верхнього шару та EH_{11q} -коливання нижнього майже співпадали на нормованих частотах в діапазоні від 0,7 до 0,75. Як наслідок у двошаровій

метаповерхні ми бачимо формування високо добротного гібридного коливання на нормованій частоті 0,75, яке сформовано у зоні з відносно великим середнім рівнем відбиття, за яке відповідають власні коливання кожного з шарів.

Зазначимо, що розглянуті двошарові метаповерхні із совісними дисками, не зважаючи на порушення симетрії системи по глибині у площині xOy симетрія зберігається, що виключає із розгляду коливання, що пов'язані з резонансами на поздовжніх дипольних моментах (TE_{01q} - та TM_{01q} -коливання), які є «темними» коливаннями в такому випадку. Зсув центрів дисків ($s_x \neq 0$ та/або $s_y \neq 0$) збагачує спектр власних гібридних коливаний повздовжніми коливаннями, які гібридизуються за тими самими закономірностями, що і розібрані поперечні. Але на превеликий жаль не відбувається гібридизації поперечних та повздовжних власних коливаний шарів, вони фактично не взаємодіють поміж собою в силу різної симетрії.

На другому етапі наших досліджень була задача розглянути ситуацію коли періоди метаповерхонь в різних шарах різні, але кратні, тоді фактично можна казати про те, що у нас в різних шарах знаходяться метаповерхні різних типів. Наприклад верхній шар розглядається як звичайна дискова метаповерхня, а нижній як метаповерхня із кластерним елементом. При цьому кластеризація досягається не за рахунок зсуву елементів або ж різниці в їх параметрах, а внаслідок наявності верхнього шару, у якого період, наприклад, у два рази більший.

На Рис. 3.5 наведені характерні частотні залежності коефіцієнту відбиття від досліджуваної структури та розподіли полів, що відповідають власним коливанням. Можна побачити, що власні коливання багатошарової метаповерхні знову є суперпозицією коливаний окремих метаатомів (дисків, кластерів). Але цікавим є той факт, що в даному випадку, навіть при совісному розташуванні кластеру та диску в формуванні спектру власних коливаний багатошарової структури за нормального падіння беруть участь і повздовжні коливання дисків.

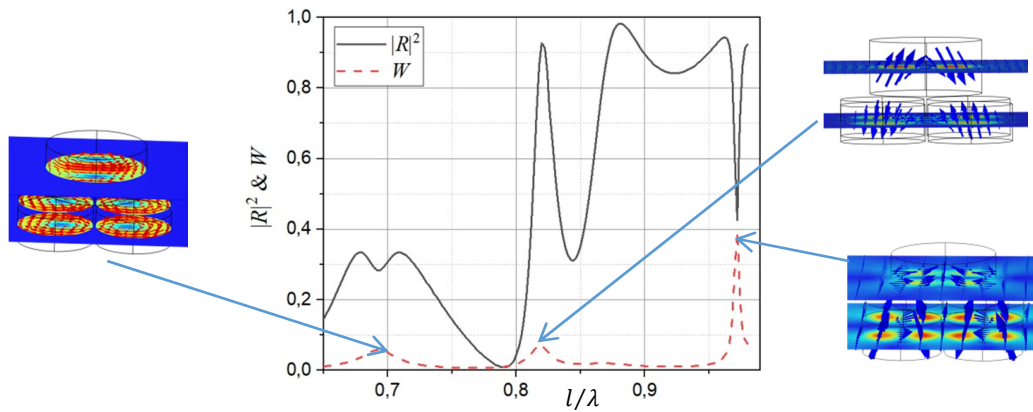


Рисунок 3.5. Частотні залежності коефіцієнтів відбиття та поглинання для двошарової метаповерхні з різною природою періодичного елемента в шарах. Верхній шар – дискова метаповерхня ($r = 2$ мкм та $h = 1,9$ мкм) з періодом $l = 8$ мкм, а нижній – кластерна метаповерхня з 4 дисками на періодичну комірку. Остання за геометрією співпадає із дисковою метаповерхнею з параметрами $r = 1,5$ мкм, 3 мкм та $l = 4$ мкм. Центр диску верхнього шару збігається із центром кластерного елемента в площині xOy .

Останнім етапом дослідження є моделювання недзеркального відбиття у багатошаровій метаповерхні. З цієї метою розглядається похиле падіння плоскої хвилі на таку метаповерхню під кутами, на яких в робочому частотному діапазоні в відбитому полі існує додатковий $(-1,0)$ дифракційний промінь.

Рис. 3.6 демонструє формування недзеркального відбиття у двошарових мета поверхнях різного типу, що були відібрані на попередньому етапі. Одна з них це метаповерхня з різними за розміром дисками, в якій досягається зв'язок поміж поперечними диполями різного типу (Рис. 3.4). А інша – метаповерхня з різним типом базового елемента (Рис. 3.5).

Бачимо, що відносно великого рівня недзеркального відбиття можна досягти в умовах взаємодії дипольних коливань різної природи, а використання шарів з різною природою базового елемента дозволяє

сформувати зони з відносно високим рівнем (більше 80 %) недзеркального відбиття, як це було і у випадку з кластерною метаповерхнею. Відзначимо, що параметри цих смуг суттєво змінюються із зміною кута падіння та величини зазору поміж шарами.

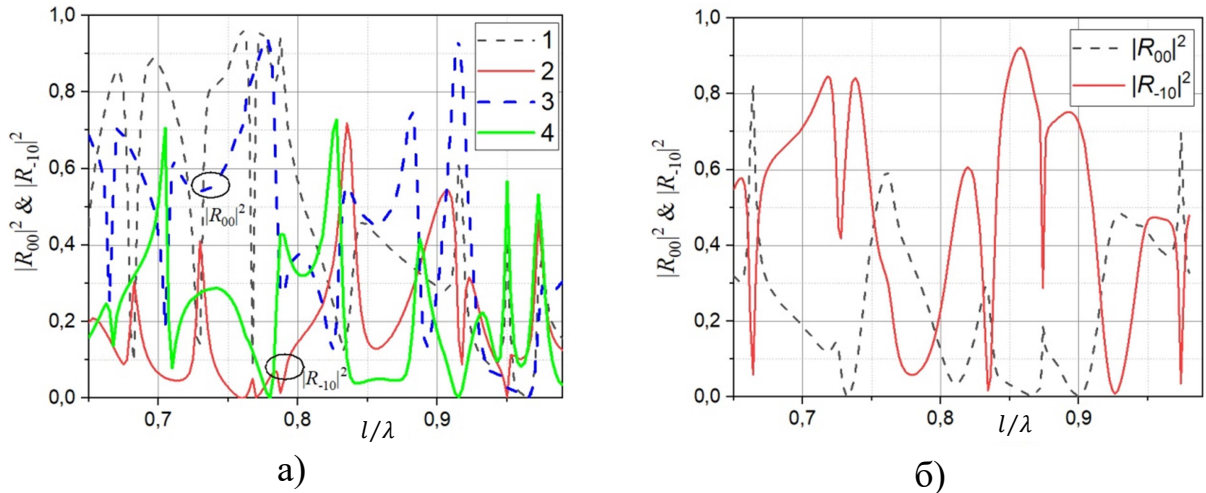


Рисунок 3.6. Частотні залежності коефіцієнтів дзеркального та недзеркального відбиття для двошарових метаповерхонь при падінні TE -поляризованої хвилі під кутом $\theta = 35^\circ$. а) Метаповерхня з Рис. 3.4, лінії 1-2 отримані для випадку падіння хвилі зі сторони $z \geq 0$ та лінії 3-4 – зі сторони $z \leq -h^+ - h^- - \Delta$. б) метаповерхня з різним типом періодичних комірок в шарах (Рис. 3.5).

3.1. Висновки

Проведені дослідження демонструють можливість створення багатошарових метаповерхонь високим рівнем недзеркального відбиття як резонансного, так і смугового типу.

Перспективним на наш погляд є формування масивів електричних та магнітних диполів в шарах, які при конструктивній інтерференції здатні замикати систему повністю. Виходячи з теорії шаруватих систем можна передбачити, що збільшення шарів буде підвищувати рівень відбиття, у тому числі, недзеркального. Але проведені дослідження не вичерпують всі можливості, навіть двошарової метаповерхні.

ВИСНОВКИ

В роботі проведено пошук конфігурацій метаповерхонь задля досягнення недзеркального відбиття. Недзеркальне відбиття досягається за рахунок похилого падіння плоскої хвилі у області параметрів, в якій метаповерхня починає працювати у режимі дифракційної ґратки.

На першому етапі роботи виявлені області значень кутів падіння та частоти, в яких у відбитому полі формується додатковий дифракційний промінь, який пов'язаний із $(-1,0)$ дифракційним порядком. Також були повторені відомі результати щодо формування відбиття у дисковій метаповерхні, що розташована на ідеально провідному екрані.

Подальший розвиток набули дослідження умов формування недзеркального відбиття при дослідженні кластерних та багат шарових метаповерхонь. Зокрема показано, що за рахунок кластеризації базової комірки відбиваючої метаповерхні вдається досягти смугового недзеркального відбиття.

У випадку ж багатоповерхової метаповерхні проаналізовано лише декілька можливих побудов і показано, що такі метаповерхні можуть бути використані у оптичному діапазоні для побудови повністю діелектричних метаодзеркал з недзеркальним відбиттям. Особливу увагу тут варто приділити мета поверхням із кратним періодом в різних шарах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kildishev A. V., Shalaev V. M. Engineering space for light via transformation optics //Optics letters. – 2008. – Т. 33. – №. 1. – С. 43-45.
2. Huang L. et al. Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface //Nature communications. – 2013. – Т. 4
3. Almeida E., Bitton O., Prior Y. Nonlinear metamaterials for holography //Nature Communications. – 2016. – Т. 7. – С. 12533
4. Rybin O., Shulga S. Advanced microwave effective medium theory for two-component nonmagnetic metamaterials: fundamentals and antenna substrate application //Journal of Computational Electronics. – 2017. – Т. 16. – №. 2. – С. 369-381.
5. Rybin O. M., Shulga S. M. Автоматизированное СВЧ проектирование миниатюризированных прямоугольных микрополосковых антенн с метаматериальными подложками //Радиофизика и радиоастрономия. – 2016. – Т. 21. – №. 2. – С. 141.
6. Basharin A. A. et al. Extremely high Q-factor metamaterials due to anapole excitation //Physical Review B. – 2017. – Т. 95. – №. 3. – С. 035104.
7. Sievenpiper D. et al. High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band //IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques. – 1999. – Т. 47. – №. 11. – С. 2059-2074.
8. Clavijo S., Diaz R. E., McKinzie W. E. Design methodology for Sievenpiper high-impedance surfaces: An artificial magnetic conductor for positive gain electrically small antennas //IEEE transactions on antennas and propagation. – 2003. – Т. 51. – №. 10. – С. 2678-2690.
9. Mladenov P. et al. Planar arrays of wavy microstrip lines as thin resonant magnetic walls //Antennas and Propagation Society International Symposium, 2003. IEEE. – IEEE, 2003. – Т. 2. – С. 1103-1106.
10. Fedotov V. A. et al. Mirror that does not change the phase of reflected waves //Applied physics letters. – 2006. – Т. 88. – №. 9. – С. 091119.

11. Fedotov V. A. et al. Planar electromagnetic metamaterial with a fish scale structure //Physical Review E. – 2005. – T. 72. – №. 5. – C. 056613.
12. R. K. Mongia, A. Ittipiboon and M. Cuhaci, “Measurement of Radiation Efficiency of Dielectric Resonator Antennas,” IEEE Microwave and Guided Wave Letters. 4(3), 80–82 (1994).
13. Bontempi N. et al. Highly sensitive biosensors based on all-dielectric nanoresonators //Nanoscale. – 2017. – T. 9. – №. 15. – C. 4972-4980.
14. Kruk S. et al. Nonlinear Optical Magnetism revealed by Second-Harmonic Generation in Nanoantennas //Nano Letters. – 2017.
15. Ben-Xin Wang, Xiang Zhai, Gui-Zhen Wang, Wei-Qing Huang, and Ling-Ling Wang. A novel dual-band terahertz metamaterial absorber for a sensor application. Journal of Applied Physics, 117(1):014504, 2015.
16. Riad Yahiaoui, Siyu Tan, Longqing Cong, Ranjan Singh, Fengping Yan, and Weili Zhang. Multispectral terahertz sensing with highly exible ultrathin metamaterial absorber. Journal of Applied Physics, 118(8):083103, 2015.
17. N. Sydorчук and S. Prosvirnin. Analysis of terahertz wave reection by an array of double dielectric elements placed on a reective substrate. In XXIIInd Intern. Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED), pages 58{63, Dnipro, Ukraine, September 2017.
18. Junming Chen et all. “Polarization-independent two-dimensional diffraction metal-dielectric grating”, Applied Physics Letters, 2018, Vol. 113, 041905.
19. Bin Zhou et all “Polarization-independent high diffraction efficiency two-dimensional grating based on cylindrical hole nano arrays”, Optics Express, 2020, Vol. 28, No. 20, 28810-28817.
20. Bin Zhou et all “Polarization-independent 2x2 high diffraction efficiency beam splitter based on two-dimensional grating”, Optics Express, 2021, Vol. 29, No. 20, 32042-32050.

21. Zhisen Huang and Bo Wang “Polarization-insensitive high-efficiency two-dimensional metal-dielectric grating by nanodisks arrays”, *Physica Scripta*, 2021, Vol. 96, 125518.
22. A.S. Kupriianov, V.V. Khardikov, K. Domina, S.L. Prosvirnin, W. Han, V.R. Tuz “Experimental observation of diffractive retroreflection from a dielectric metasurface,” *Journal of Applied Physics*, 2023, Vol. 133, Iss. 16.
23. Noach Amitay, Victor Galindo, and Cheng Pang Wu. *Theory and analysis of phased array antennas*. Wiley - Interscience, a Division of John Wiley and Sons, Inc., New York-London-Sydney-Toronto, 1972.