

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем

Кафедра теоретичної радіофізики

До захисту допущено

Кафедрою теоретичної радіофізики протокол № ____ від _____

завідувач кафедри _____ Вячеслав ХАРДІКОВ
(підпис) (ім'я, прізвище)

« ____ » _____ 2025 р.

Кваліфікаційна робота
здобувача _____ другого (магістерського) _____ рівня вищої освіти
(першого (бакалаврського) / другого (магістерського))

Дослідження механізмів недзеркального відбиття в метаповерхнях з
кластерною структурою
_____ (назва роботи)

Спеціальність (спеціалізація) 105 Прикладна фізика та наноматеріали
(код та найменування спеціальності; спеціалізації спеціальності - за наявності)

Освітня програма _____ Радіофізика та електроніка
(назва освітньої програми)

Виконавець _____ Іван ХАРДІКОВ
(підпис) (ім'я, прізвище)

Науковий керівник _____ Ольга БАГАЦЬКА
(підпис) (ім'я, прізвище)

Харків – 2025

Анотація

Хардіков Іван. Дослідження механізмів недзеркального відбиття в метаповерхнях з кластерною структурою. Харків. Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, кафедра теоретичної радіофізики, 2025, 23 рис., 41 стор., 42 посилання.

Робота присвячена дослідженню закономірностей формування недзеркального відбиття на метаповерхнях в оптичному та інфрачервоному діапазонах та впливу на них кластеризації базової комірки.

Мета дослідження полягає у розробці ефективних підходів до створення оптично тонких поверхонь, здатних забезпечувати кероване недзеркальне відбиття світла.

Для досягнення цієї мети проведено аналіз формування недзеркального відбиття у дисковій метаповерхні, розташованій на екрані з ідеального електричного провідника, що дозволило уточнити фізичні механізми явища. Додатково досліджено вплив кластеризації базового елемента метаповерхні на характеристики відбиття, а також оцінено перспективи багат шарових структур для підвищення контролю над дифракційними властивостями. Показано, що застосування метаповерхні на металевому екрані дозволяє досягти як резонансного, так і смугового недзеркального відбиття.

Ключові слова: метаповерхня, кластерний елемент, дифракційний промінь, недзеркальне відбиття, сценарій Літроу.

Abstract

Khardikov Ivan. Investigation of Non-Reciprocal Reflection Mechanisms in Clustered Metasurfaces. Kharkiv. V. N. Karazin Kharkiv National University, Department of Theoretical Radiophysics, 2025, 23 figs., 41 pp., 42 refs.

The work is devoted to the study of the patterns of non-reciprocal reflection formation in metasurfaces in the optical and infrared ranges, as well as the influence of clustering of the basic unit cell on these properties.

The aim of the study is to develop effective approaches for creating optically thin surfaces capable of providing controlled non-reciprocal reflection of light.

To achieve this goal, an analysis of non-reciprocal reflection formation in a disk metasurface placed on a perfect electric conductor screen was carried out, which allowed for a clarification of the physical mechanisms of the phenomenon. Additionally, the influence of clustering the basic element of the metasurface on the reflection characteristics was investigated, and the prospects of multilayer structures for enhanced control over diffraction properties were evaluated. It was shown that the use of a metasurface on a metallic screen allows achieving both resonant and broadband non-reciprocal reflection.

Keywords: metasurface, clustered element, diffracted beam, non-reciprocal reflection, Littrow configuration.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	3
1. РОЗШИРЕННЯ ФУНКЦІОНАЛЬНОСТІ МЕТАПОВЕРХОНЬ ЗА ДОПОМОГОЮ ДИФРАКЦІЇ.....	5
1.1. Використання метаповерхонь в сучасних технологіях.....	5
1.2. Недзеркальне відбиття світла метаповерхнями.....	9
2. ФОРМУВАННЯ НЕДЗЕРКАЛЬНОГО ВІДБИТТЯ У ЗВИЧАЙНІЙ ВІДБИВАЮЧІЙ ДИСКОВІЙ МЕТАПОВЕРХНІ	12
2.1. Постановка задачі та визначення області робочих параметрів.....	12
2.2. Область параметрів задачі, в якій формується додатковий дифракційний промінь	13
2.3. Метод розв'язання задач дифракції та аналіз результатів.....	15
2.4. Висновки	17
3. ВПЛИВ КЛАСТЕРИЗАЦІЇ БАЗОВОЇ КОМІРКИ МЕТАПОВЕРХНІ НА ЗАКОНОМІРНОСТІ ФОРМУВАННЯ НЕДЗЕРКАЛЬНОГО ВІДБИТТЯ	19
3.1. Найпростіша кластерна комірка з двох дисків	25
3.2. Симетричний кластер з чотирьох дисків.....	27
3.3. Недзеркальне відбиття від кластерів з тримерів дисків.....	32
3.4 Висновки	36
ВИСНОВКИ.....	37
ЛІТЕРАТУРА.....	39

ВСТУП

На сьогодні метаматеріали займають ключове місце в розвитку сучасних технологій і стають основою для створення численних високотехнологічних пристроїв, зокрема у сфері фотоніки. Їхні унікальні електромагнітні властивості дозволяють реалізувати функції, які неможливі для звичайних матеріалів, відкриваючи шлях до побудови нових приладів із заданими оптичними характеристиками. Одним із особливо перспективних напрямків досліджень є створення невзаємних фотонних приладів, серед яких важливе місце займають оптичні ізолятори. Оптичний ізолятор, за своєю функціональністю, нагадує електронний діод: він пропускає світло лише в одному напрямку, повністю блокуючи його в протилежному. Така властивість особливо цінна для захисту лазерних систем та для забезпечення стабільної роботи фотонних інтегральних схем.

Розв'язання задачі створення оптичного ізолятора пов'язане з пошуком поверхонь, здатних селективно керувати напрямком поширення хвиль. У той же час, практичний інтерес представляють також відбиваючі структури, здатні змінювати напрямок відбиття світла залежно від умов падіння. Такі дзеркала з «регульованим» відбиттям можуть знайти застосування у спектроскопії, системах оптичного зв'язку та фотонних датчиках, де важлива висока точність керування енергетичним потоком світла.

В останні роки було проведено низку як теоретичних, так і експериментальних досліджень, присвячених формуванню недзеркального відбиття від метаповерхонь при похилому падінні плоскої хвилі. Було підтверджено, що недзеркальне відбиття виникає при взаємодії хвиль з дисковими відбиваючими метаповерхнями, і цей ефект спостерігається як у мікрохвильовому, так і в оптичному діапазонах. Крім того, дослідження показали можливість оптичного перемикачів між дзеркальним і недзеркальним відбиттям, що підкреслює гнучкість таких структур і їхню здатність до динамічного управління хвильовими характеристиками.

Подальший розвиток досліджень пов'язаний із застосуванням кластерних метаповерхонь, у яких базова комірка складається з декількох взаємопов'язаних елементів. Такий підхід дозволяє контролювати топологію ближнього поля та взаємне розташування власних коливань метаповерхні на частотній осі. Це дає можливість створювати більш складні відбиті поля, керувати їхньою поляризацією та фазовими характеристиками. Водночас, сучасні підходи до проектування метаповерхонь прагнуть уникати використання металевих елементів, що обмежують ефективність через дисипацію енергії. Метаповерхні без металевих компонентів демонструють значно вищу оптичну ефективність і відкривають нові горизонти для практичного застосування в оптичних системах, де критичними є мінімальні втрати та висока стабільність сигналу.

Основним завданням дипломної роботи було повторення відомих результатів для дискових метаповерхонь та узагальнення цих результатів для кластерної композиції базової комірки. Особлива увага приділялася пошуку оптимальних геометрій, здатних забезпечити «унікальні» характеристики метаповерхні, серед яких виділяються високий рівень недзеркального відбиття та формування зон повного недзеркального відбиття. Реалізація таких структур дозволяє здійснювати тонке керування напрямком та інтенсивністю відбитого світла, що є критично важливим для перспективних фотонних пристроїв.

Структура роботи відображає поставлені завдання і складається з трьох розділів. Перший розділ присвячений огляду літератури з приводу сучасної теорії метаматеріалів. Другий присвячений повторенню результатів щодо недзеркального відбиття у звичайній дисковій метаповерхні. Третій розділ містить результати пошуку оптимальних геометрій, які забезпечують високий рівень недзеркального відбиття, формування зон повного недзеркального відбиття та ефективне керування поляризаційними характеристиками дифракційних променів в кластерних метаповерхнях.

1. РОЗШИРЕННЯ ФУНКЦІОНАЛЬНОСТІ МЕТАПОВЕРХОНЬ ЗА ДОПОМОГОЮ ДИФРАКЦІЇ

1.1. Використання метаповерхонь в сучасних технологіях

Останні десятиліття інтерес наукової спільноти зосереджений на метаматеріалах суттєво зріс. Це пояснюється здатністю останніх демонструвати електромагнітні властивості, які не притаманні природним середовищам. Штучно сформована періодична структура на масштабах, які суттєво менші за довжину хвилі, дозволяє таким матеріалам реалізовувати негативний показник заломлення, аномальну дисперсію, високий імпеданс поверхні та інші фізично цікаві ефекти та явища.

Початковий інтерес до мета матеріалів був викликаний можливістю їх застосування для створення гіперлінз, тобто пристроїв здатних формувати зображення об'єктів нанометрових розмірів за рахунок посилення еванесцентних хвиль [1]. На відміну від традиційних лінз, обмежених дифракційною межею, такі гіперлінзи відкрили можливість спостереження наноструктур без застосування електронної мікроскопії.

Подальший розвиток зробив можливим створення метаматеріалів, які використовуються для формування надвисокороздільних голограм [2, 3], покращення параметрів антенних систем [4, 5] та створення радіопоглинальних покриттів, які актуальні в задачах забезпечення електромагнітної сумісності та зниження радіолокаційної помітності складних об'єктів [6].

Отже на сьогодні метаматеріали стали фундаментом сучасної технології, відкриваючи шлях до мініатюризації пристроїв та нових методів керування електромагнітним полем.

Хоча тривимірні метаматеріали відкривають широкі перспективи, їх виготовлення для оптичного та ІЧ діапазонів залишається технічно складним і економічно затратним процесом. Це зумовило активний розвиток концепції метаповерхонь – двовимірних аналогів метаматеріалів.

Під метаповерхнею розуміють оптично тонку структуру, з періодом значно меншим за довжину хвилі, що падає. На відміну від 3D-метаматеріалів, метаповерхні забезпечують керування хвильовим фронтом на надтонкому шарі, що дає змогу досягати таких цікавих ефектів, як локальний контроль фази та амплітуди світла, маніпулювання поляризацією та напрямом поширення, реалізація ефектів Гюйгенса, штучної кіральності та асиметричної передачі, формування штучних магнітних стінок [9–11], утворення високоімпедансних поверхонь [7, 8] та і багато іншого.

Однією з ключових переваг метаповерхонь є можливість досягнення еквівалентних або навіть кращих властивостей, ніж у об'ємних метаматеріалів, але з набагато простішою технологією виготовлення.

Метаповерхні знаходять широке застосування у сучасній фотоніці та суміжних галузях. Найбільш поширені приклади включають, але не обмежуються:

- Планарні металінзи із високим числом апертури, що замінюють громіздкі системи лінз.
- Голографічні пристрої, здатні формувати складні 2D/3D зображення при малих товщинах енергетичних шарів.
- Мікрооптичні елементи, які дозволяють формувати й перенаправляти пучки без використання громіздких об'ємних компонентів.
- Сенсори високої чутливості, які базуються на змінах резонансних частот при поглинанні або адсорбції частинок на поверхні.
- Оптичні та ІЧ дзеркала зі спектрально залежними характеристиками, що необхідні в лазерній техніці та спектроскопії.

Здатність до точного налаштування локальних резонансних властивостей наноструктур через керування спектром власних коливань базової комірки, відкриває метаповерхням шлях до створення адаптивних елементів, що суттєво перевищують функціональні можливості традиційних компонентів.

У видимому та інфрачервоному діапазонах перевагу слід віддати повністю діелектричним метаповерхням, або діелектрично-металевим, звівши до мінімуму вплив металевих елементів на електромагнітну хвилю, так як метали у цьому

діапазоні мають значні дисипативні втрати. Останній факт суттєво обмежує добротність та ефективність елементів, побудованих на їх основі.

До переваг діелектричних метаповерхонь також слід віднести наступне:

- Можливість збудження магнітних дипольних мод M_i у структурах субхвильового розміру.
- Сумісність із CMOS-технологіями, що відкриває шлях до масового виробництва.
- Виражені нелінійні оптичні властивості, особливо в напівпровідникових матеріалах.

Найпоширенішим матеріалом для діелектричних метаповерхонь є кремній. Дуже зрідка його замінюють германієм. Така популярність кремнію зумовлена наступними факторами: високою діелектричною проникністю ($\sim 11.8-12$), контрольованим рівнем дисипації, розвинутими технологіями нанобробки та можливістю контролювати домішкові параметри, а також нелінійними властивостями, що притаманні напівпровіднику.

Серед різновидів діелектричних елементів особливе місце займають дискові резонатори, які завдяки простій геометрії та добре вивченим модам служать зручними будівельними блоками. Першим запропонував використання саме дискових метаповерхонь Юрій Ківшар, але харківські групи науковців, які пов'язані із прізвищами Володимира Туза та Сергія Просвірніна зробили величезний внесок у розширення переліку фізичних явищ, що спостерігаються у таких метаповерхнях [13–15]. Ключовими типами коливань в таких структурах є моди відкритого діелектричного резонатору типу TE_{01q} -, HE_{11q} - та EH_{11} -коливання [12]. Особливо важливо, що ці моди мають різну залежність від параметрів диску та оточуючого середовища, що дозволяє ефективно керувати їх розташуванням на частотній шкалі та налагоджувати спектр власних коливань метаповерхні згідно бажаних характеристик.

Якщо ці коливання розглянути у мультипольному представленні, то розподіли їх полів відповідатимуть наступним дипольним випромінювачам:

- вертикальному магнітному диполю (TE_{01q} - мода),

- поперечному магнітному диполю (HE_{11q} –мода),
- поперечному електричному диполю (EH_{11q} – мода).

Окремим напрямком дослідження «темні моди» або зв'язаних станів у континуумі (Bound States in the Continuum, BIC), які пов'язані із існуванням в базовій комірці метаповерхні власних коливань, що мають нульовий зв'язок із нульовим дифракційним порядком. Зазвичай поміж певним дифракційним порядком та таким коливанням вдається встановити контрольований за рівнем електродинамічний зв'язок через порушення симетрії базової комірки. Це відкриває можливість реалізації вузьких резонансних особливостей у спектрах відбиття та пропускання.

Одним із найцікавіших напрямів застосування є створення керованих дзеркал на основі метаповерхонь, здатних модифікувати фазу та амплітуду відбитої хвилі залежно від частоти, поляризації або кута падіння. Такі поверхні використовуються у високочутливих детекторах, зокрема у біосенсориці [16–18], та демонструють суттєві переваги над традиційними системами.

Дослідження показують, що використання діелектричних метаповерхонь дозволяє досягти ефективного керування відбиттям та пропусканням світла, що є важливим для створення багатofункціональних оптичних компонентів нового покоління [19–22].

Таким чином, можемо зробити висновок, що метаповерхні є однією з найбільш динамічно зростаючих областей сучасної нанооптики. Серед основних перспектив їх подальшого розвитку можна виділити такі:

- динамічне та програмоване керування оптичними властивостями за допомогою механічних, електричних, температурних або оптичних стимулів;
- створення реконфігурованих метаповерхонь на основі фазозмінних матеріалів (GST, VO₂ тощо);
- розвиток платформ з наднизьким рівнем дисипації (нульовий рівень) на основі високодобротних діелектричних резонаторів;

- інтеграція із квантовими емітерами, що відкриває шлях до створення високоефективних квантових джерел світла;
- поєднання з 2D-матеріалами (графен, TMD), що забезпечує розширення функціоналу в терагерцовій області;
- розвиток акусто- та механічно керованих метаповерхонь, здатних адаптуватися до зовнішніх умов у реальному часі.

Усе це свідчить про те, що метаповерхні є однією з ключових технологій майбутнього, яка формуватиме обличчя сучасних оптичних, електромагнітних та сенсорних систем.

1.2. Недзеркальне відбиття світла метаповерхнями

Сучасні тенденції розвитку дифракційних елементів дедалі частіше пов'язані з використанням метаграток [8, 9] та дифракційних нелокальних метаповерхонь [10–12]. Обидві концепції належать до класу структурованих оптичних поверхонь, здатних маніпулювати світлом переважно за рахунок дифракційних механізмів, зокрема збудження у відбитому полі додаткових дифракційних променів. Водночас їхні фізичні принципи функціонування та діапазони доступних оптичних характеристик істотно відрізняються.

Метагратки зазвичай визначають як метаповерхні, спеціально оптимізовані для керування дифракцією шляхом використання періодичних або квазіперіодичних елементарних комірок. Тобто в данному випадку під метагратками розуміється звичайна дифракційна ґратка зі складним базовим елементом. Геометрія таких комірок задається так, щоб вибірково генерувати лише певні дифракційні порядки з максимально можливою ефективністю. Розмір елементарної комірки в метагратці, як правило, перевищує довжину хвилі, а дифракційну поведінку системи можна адекватно описати узагальненими співвідношеннями дифракційної решітки [13]. Відгук таких структур є переважно локальним: окремий метаатом вносить локальний вклад у фазу та амплітуду хвилі, практично не взаємодіючи з сусідніми елементами. Метагратки

вирізняються високою ефективністю перенаправлення енергії в заданий дифракційний порядок, що робить їх придатними для реалізації аномального відбиття, керування променем під великими кутами та створення компактних високочерованих оптичних компонентів із мінімальною кількістю елементів у періоді.

Протилежністю локальним метаповерхням є нелокальні метаповерхні, у яких падаюче світло взаємодіє не з окремою коміркою, а з колективною реакцією кількох сусідніх елементів. У таких структурах спостерігається просторово розподілений (нелокальний) відгук, що виникає внаслідок реалізації керованих мод [14–16], зв'язаних станів у континуумі [17, 18] або інших форм колективної дифракційної взаємодії [19, 20]. Уведення просторової дисперсії на рівні метаповерхні відкриває можливості для тонкого налаштування дифракційних порядків та досягнення складних оптичних функцій. Зокрема, нелокальні метаповерхні дозволяють реалізувати високоселективні кутові та спектральні відгуки, формування променя на основі дифракційних механізмів, а також недзеркальне відбиття, включаючи ретровідбиття (retroreflection).

Ретровідбиття – це процес, у якому відбитий промінь повертається чітко до джерела випромінювання. Ця властивість широко використовується в оптичному зондуванні, системах технічного зору, телекомунікаційних комплексах та елементах безпеки. Спеціальним випадком ретровідбиття є сценарій Літтроу [21], коли певний дифракційний порядок спрямований точно назад уздовж напрямку падіння, що еквівалентно автоколімації [22]. Класичні ретровідбивачі – кубічні кутові призми, сферичні мікроелементи – працюють на основі законів геометричної оптики [23]. Проте вони характеризуються значними габаритами, обмеженим робочим кутовим діапазоном, складністю інтеграції у мініатюрні фотонні системи та, як правило, вузькосмуговістю. На цьому фоні діелектричні метагратки пропонують нові шляхи реалізації ретровідбиття та інших форм недзеркального спрямування світла [24], забезпечуючи компактність, технологічну сумісність та високу спектральну ефективність.

Окремий напрям розвитку діелектричних метаповерхонь пов'язаний із використанням кластерних елементарних комірок [25, 26]. На відміну від структур, утворених простими періодичними масивами метаатомів, кластерні метаповерхні будуються на основі груп резонаторів (олігомерів), розташованих на відстанях, що забезпечують сильну взаємодію ближнього поля та здатні породжувати нові гібридні власні коливання. Колективні резонанси всередині кожного кластера та кооперативне розсіювання між кластерами істотно змінюють дифракційну картину далекого поля. Унаслідок цього з'являються додаткові ступені вільності для керування амплітудою, фазою та поляризацією дифрагованих хвиль. Такі структури здатні формувати складні кутові характеристики, селективно генерувати окремі дифракційні порядки та забезпечувати багатонаправлене перенаправлення променя. Крім того, кластерні діелектричні метаповерхні природним чином демонструють нелокальні оптичні ефекти, що суттєво розширює їхній простір проектування та функціональність у порівнянні з масивами незалежних метаатомів.

Загалом, розвиток діелектричних метаграток і нелокальних метаповерхонь, а особливо їхніх кластерних різновидів, формує перспективний напрям сучасної нанофотоніки. Оптимізація структурної нелокальності, інженерія колективних резонансів та точний контроль дифракційних характеристик відкривають шлях до створення високочерованих, компактних та багатофункціональних оптичних компонентів нового покоління.

Моя робота є продовженням попередніх досліджень групи Володимира Туза на кластери різної конфігурації. Упор робився на першому етапі на повторення раніше триманих результатів та їх узагальнення в напрямку створення методів побудови алгоритмів обробки даних для теоретичного відтворення експериментальних даних, що було б дуже корисно для пошуку нових фізичних ефектів із тонкою структурою. На другому етапі цікавість представляли кластерні елементи з поляризаційно чутливим елементом (тримери).

2. ФОРМУВАННЯ НЕДЗЕРКАЛЬНОГО ВІДБИТТЯ У ЗВИЧАЙНІЙ ВІДБИВАЮЧІЙ ДИСКОВІЙ МЕТАПОВЕРХНІ

На першому етапі відтворимо добре відомі результати у мікрохвильовому діапазоні [42], щодо формування додаткового дифракційного променю у відбитому полі при похилому падінні плоскої хвилі на дискову метаповерхню, що розміщена на металевому екрані.

2.1. Постановка задачі та визначення області робочих параметрів

Розглядається задача дифракції плоскої хвилі, що похило падає на дискову метаповерхню, яка розташована на поверхні металевого екрану. Тут і далі ми моделюватимемо метал, як екран з ідеального провідника (РЕС).

Фізично дискова відбиваюча метаповерхня виглядає як двоперіодичний масив діелектричних дисків, який розміщений на екрані з РЕС (Рис. 2.1). Для спрощення ситуації вважаємо, що періодична комірка це квадрат зі стороною l , при цьому $l < \lambda$, що виключає наявність дифракційних променів при нормальному падінні та дає нам право називати таку систему метаповерхнею. Діелектричний диск має висоту h та радіус r_d . Для зручності розв'язання задачі дифракції оберемо координатну систему так, щоб напрямки періодичності збігались з осями x та y , а нормаллю до поверхні слугувала вісь z . Також домовимось, що РЕС збігається із площиною xOy , а масив розташований у шарі $h \geq z \geq 0$. Задля визначеності вважаємо площиною падіння площину xOz , тоді хвильовий вектор хвилі, що падає, виглядатиме як:

$$\vec{k}_i = -\vec{e}_x k \sin \theta + \vec{e}_z k \cos \theta, \quad (2.1)$$

де θ – кут падіння, який відраховується від осі z ;

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

$k = \omega/c$ – хвильове число.

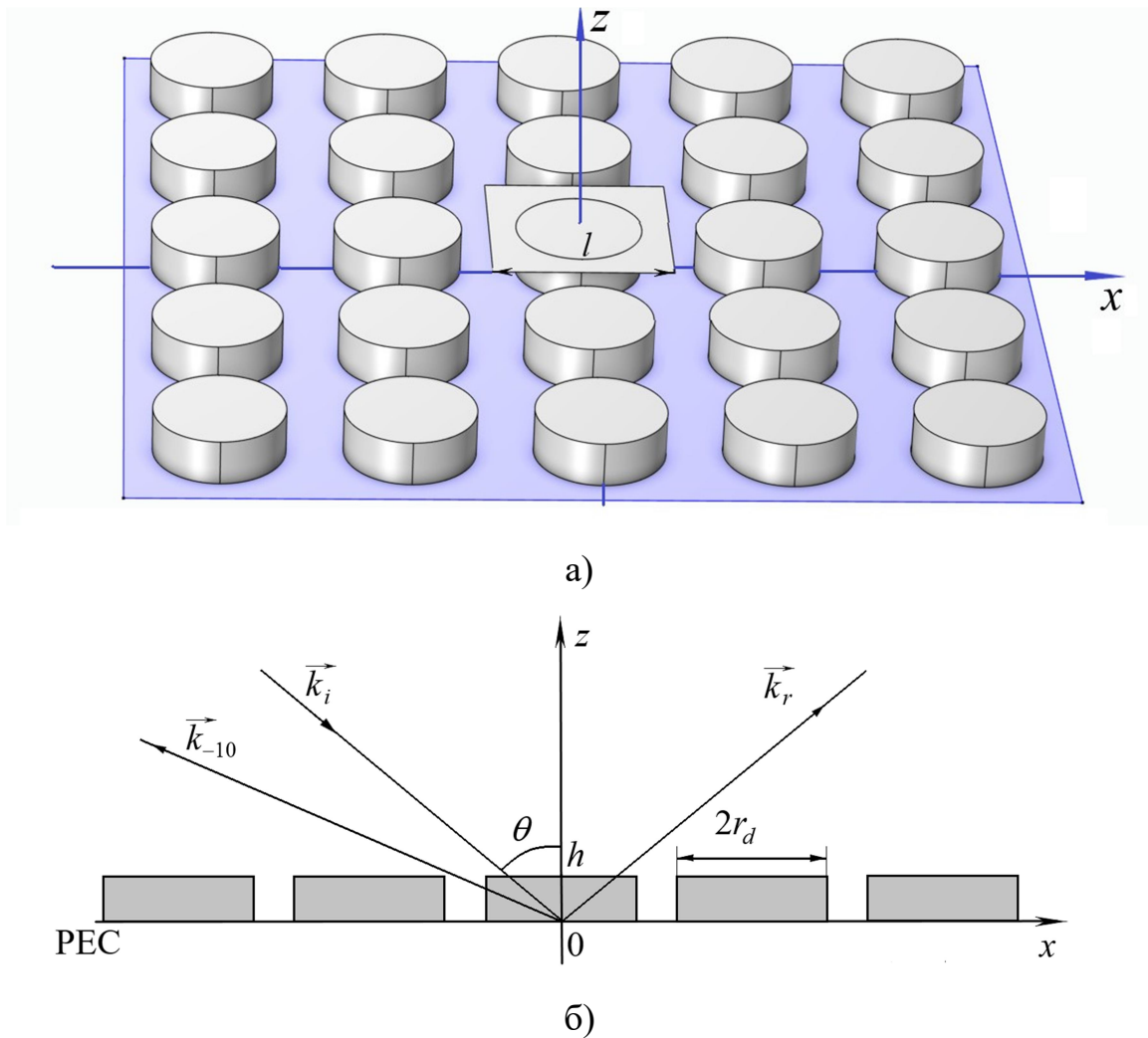


Рисунок 2.1. Схематичне представлення задачі дифракції, що досліджується: зображення відбиваючої дискової метаповерхні (а) та площини падіння і відбиття (б).

Сформульовані умови задачі призводять до того, що за нормального падіння ніякого недзеркального відбиття не формуватиметься. Тому виникає питання пошуку області параметрів, в якій воно може бути досягнуто.

2.2. Область параметрів задачі, в якій формується додатковий дифракційний промінь

Для того, щоб у відбитому полі з'явився додатковий дифракційний промінь, що може поширюватись в області над метаповерхнею потрібно, щоб стала

розповсюдження того порядку стала дійсною величиною. Стала розповсюдження (m, n) дифракційного порядку вздовж осі z визначається формулою [43]:

$$\gamma_{mn} = \sqrt{k^2 - (k \sin \theta + 2\pi m/l)^2 - (2\pi n/l)^2}.$$

У разі похилого падіння з умови $\gamma_{mn} = 0$ випливає:

$$(\sin \theta + m/\varkappa_{mn}^k)^2 + (n/\varkappa_{mn}^k)^2 = 1. \quad (2.2)$$

Тут введена безрозмірна частота $\varkappa = l/\lambda$, з якою зручно працювати в рівнянні (2.2). З рівняння (2.2) можна отримати вираз для критичного значення нормованої частоти \varkappa_{mn}^k , за якого стала розповсюдження відповідного (m, n) дифракційного порядку стає нульовою, та дифракційний порядок отримує можливість переносити енергію від метаповерхні у вільний простір за умови $\varkappa \geq \varkappa_{mn}^k$. На Рис. 2.2 наведені залежності критичних значень нормованих частот перших дифракційних порядків для квадратної комірки. Легко бачити, що для метаповерхні, тобто за умови $\varkappa < 1$, єдиний шанс отримати додатковий дифракційний промінь у відбитому світлі це похиле падіння. При цьому таким додатковим променем виступатиме $(-1, 0)$ дифракційний порядок, кут поширення (θ_{-10}) якого для певного значення нормованої частоти можна знайти за формулою:

$$\sin \theta_{-10} = \varkappa - \sin \theta. \quad (2.3)$$

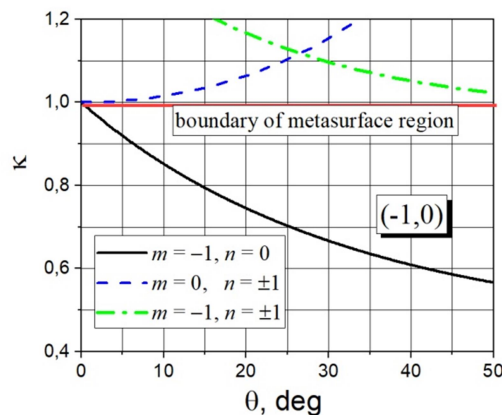


Рисунок 2.2. Залежності перших дифракційних порядків, які обмежують зону «+1» значень нормованої частоти $\varkappa = l/\lambda$ та кутів падіння θ , за яких існує лише два дифракційних порядки у відбитому полі.

Рівняння (2.3) зокрема дає можливість оцінити як критичне значення нормованої частоти $\alpha_{-10}^k = 1/(1 + \sin \theta)$, так і кут за якого реалізується сценарій Літроу ($\theta_{-10} = \theta$) $\alpha^{lit(-1,0)} = 1/(2 \sin \theta)$.

Інші дифракційні порядки не становлять інтересу в нашій роботі, так як знаходяться поза межами області робочих параметрів.

2.3. Метод розв'язання задач дифракції та аналіз результатів

В роботі ми розглядаємо дифракцію плоскої хвилі, що падає на метаповерхню під певним кутом. За для такого сценарію слід розрізняти випадки дифракції *TE*- та *TM*-поляризованих хвиль. Будемо розуміти під *TE*-(*TM*-) хвилею, плоску монохроматичну хвилю, у якої вектор електричного (магнітного) поля спрямований перпендикулярно до площини падіння, тобто лише *y-y* компоненту: $\vec{E} = \vec{e}_y E_0$ ($\vec{H} = \vec{e}_y H_0$). Власне позначення хвиль як *TE* та *TM*, тобто поперечні електрична та магнітна хвилі і обрані для того, щоб відобразити факт перпендикулярності відповідного поля до площини падіння та відбиття.

В якості матеріалу для діелектричних елементів тут і далі будемо розглядати кремній, тобто діелектрику з комплексною діелектричною проникністю, дійсна частина якої становить $\epsilon_d = 11,9$, а уявна, яка задає рівень дисипації у кремнії, обчислюється за формулою $\epsilon_d \text{tg } \delta$, де тангенс кута втрат може варіюватись в межах $\text{tg } \delta \in [0, 10^{-3}]$.

Розв'язання всіх задач дифракції проводилось на основі Comsol Multiphysics. Для цього в ньому створювалась розрахункова область, яка моделювала комірку Флоке. Ця область була виконана у вигляді прямокутного паралелепіпеду зі сторонами $l \times l \times H$, де H – загальна висота паралелепіпеду обиралась в такий спосіб, щоб забезпечити достатнє послаблення ближніх полів, пов'язаних із згасаючими дифракційними порядками. Бічні грані попарно зв'язувались через періодичні умови, які передбачали періодичність Флоке. Один

з торців (квадрат стороною $l \times l$) позначався як PEC і на нього розмішувались діелектричні елементи, що входили до складу періодичної комірки (один або декілька дисків). Протилежний торець позначався як періодичний порт, на якому задавалися 4 моди:

- основна, що описувала поляризацію хвилі, що падає, а також обчислює коефіцієнт дзеркального відбиття;
- крос-поляризований нульовий дифракційний порядок, який дозволяє отримати коефіцієнт перетворення у відбитому полі;
- $(-1,0)$ дифракційний порядок з поляризацією, що відповідає поляризації хвилі що падає, дозволяє отримати коефіцієнт недзеркального відбиття по поляризації падаючої хвилі;
- $(-1,0)$ дифракційний порядок з крос поляризацією, дозволяє отримати коефіцієнт недзеркального відбиття по крос поляризації.

Друга та четверта моди використовуються лише для метаповерхонь, які підтримують перетворення поляризації. При аналізі відбивної дискової метаповерхні вони не потрібні.

Добре відомо із попередніх робіт, що при розташуванні дисків на поверхні металевого екрану можна досягти додаткового перетворення спектру власних коливань. Так як для власних коливань, які пов'язані з розподілами електричного поля симетричними відносно центрального перерізу диску та нормальними компонентами електричного поля, ефективна висота диску фактично подвоюється, а для коливань, у яких в центрі диску розташований максимум тангенційної складової електричного поля ефективна висота диску залишається майже без змін. До перших типів коливань відноситься HE_{11} –коливання, а до другого – EH_{11q} –коливання. Тому в досліджує мій метаповерхні основним стає саме HE_{11q} –коливання відкритого діелектричного резонатору.

На Рис. 2.3 наведені залежності від нормованої частоти дзеркального ($|R_{00}|^2$) та не дзеркального ($|R_{-1}|^2$) відбиття TE - та TM -хвиль від відбиваючої дискової метаповерхні. На графіку наведені залежності для різних радіусів дисків

і щоб результати були наочні результуючі значення коефіцієнтів побудовані за формулою: $|R|^2 + (r_d[mkm] - 0,14)/0,3$.

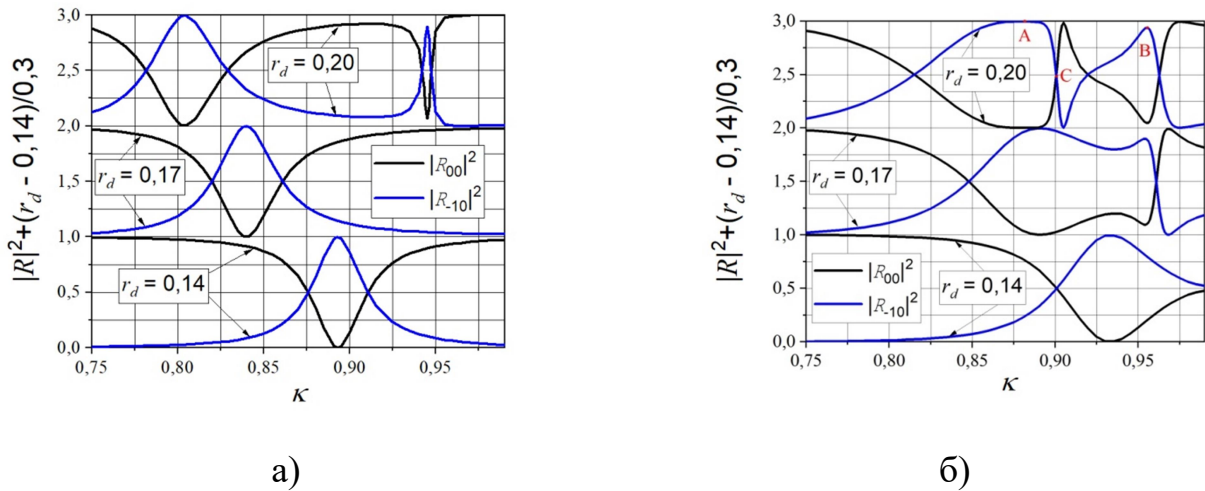


Рисунок 2.3. Залежності від нормованої частоти дзеркального ($|R_{00}|^2$) та не дзеркального ($|R_{-10}|^2$) відбиття TE - та TM -хвиль від відбиваючої дискової метаповерхні з параметрами $l = 0,75$ мкм, $h = 0,075$ мкм. Кут падіння хвилі становить $\theta = 35^\circ$.

На залежностях бачимо формування смуг та/або резонансів з великим рівнем недзеркального відбиття. Як було показано в попередніх роботах ці зони пов'язані із збудженням резонансних відгуків метаповерхні на частотах поблизу власних частот відповідних коливань диску. Так побудовані розподіли полів у точках А, В, С, що помічені на Рис.2.3б демонструють розподіли полів, що характерні для HE_{11q} -, HE_{12q} - та TM_{01} - коливань, відповідно (Рис. 2.4).

2.4. Висновки

Результати, що отримані в даному розділі не є оригінальними та просто відтворюють раніше добре відомі і гарно описані в літературі. Метою цього розділу було оволодіти методами аналізу електродинамічних властивостей двоперіодичних масивів з періодом меншим за довжину хвилі (метаповерхня), встановити закономірності формування недзеркального відбиття в режимі появи

додаткового дифракційного променя та визначити області параметрів задачі, в якій реалізується потрібний сценарій.

Крім того, для аналізу впливу кластеризації базової комірки на недзеркальне відбиття треба було мати результати характерні для метаповерхні найбільш простої конфігурації – відбивної дискової метаповерхні.

В наступних розділах увагу буде приділено метаповерхням з кластерною коміркою.

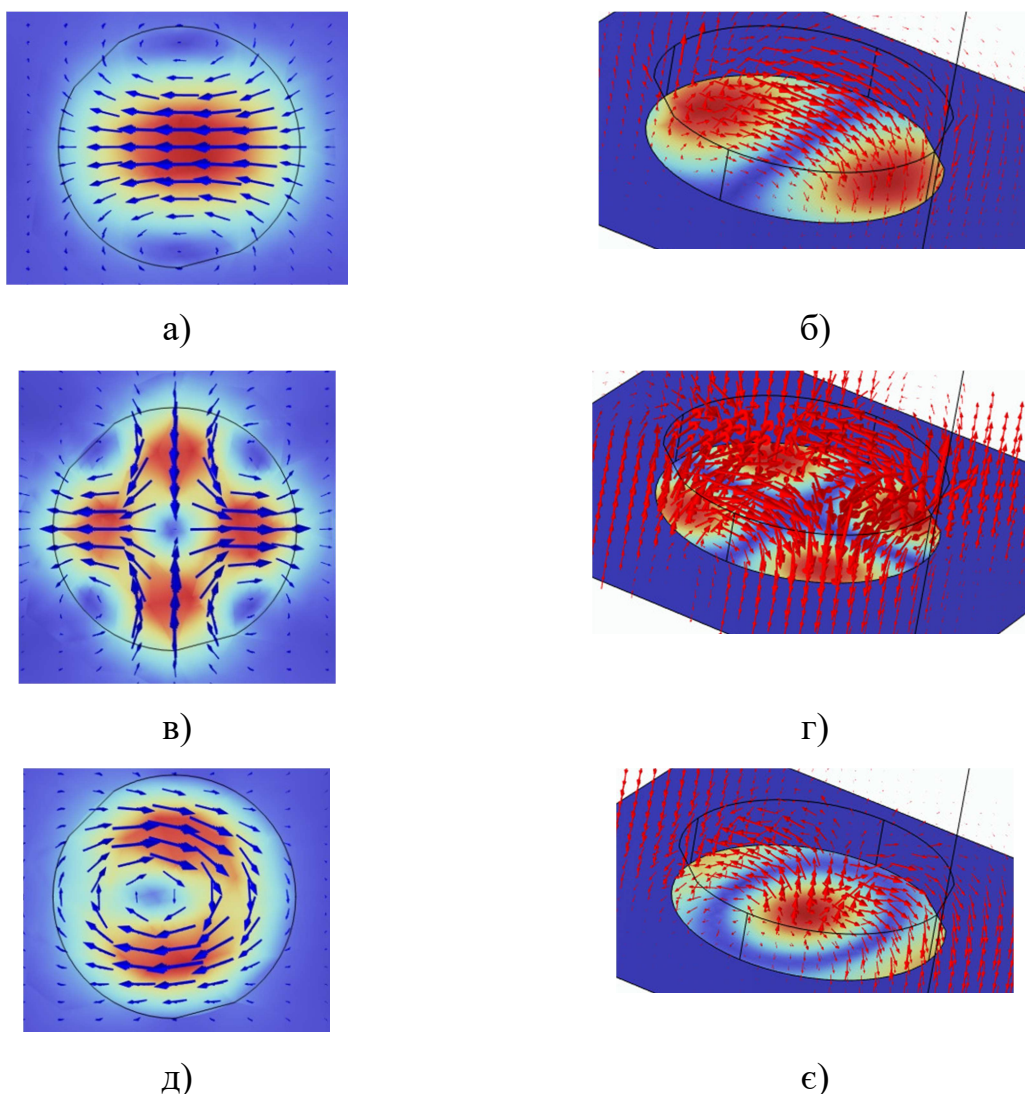


Рисунок 2.4. Розподіли магнітного (а,в,д) та електричного (б,г,є) полів в періодичній комірці відбиваючої дискової метаповерхні, які обчислені для частот максимумів поглинання з Рис. 2.3б. Пункти (а,б) відповідають точці А, (в,г) – В та (д,є) – С.

3. ВПЛИВ КЛАСТЕРИЗАЦІЇ БАЗОВОЇ КОМІРКИ МЕТАПОВЕРХНІ НА ЗАКОНОМІРНОСТІ ФОРМУВАННЯ НЕДЗЕРКАЛЬНОГО ВІДБИТТЯ

Добре відомо, що кластеризація базової комірки може призводити до появи нових гібридних коливань комірки, які будуть суттєвим чином відрізнятися за властивостями від коливань, що притаманні окремим дискам. Звісно гібридні коливання асоціюються із коливаннями дисків, але за рахунок фазових співвідношень поміж ними ми можемо отримувати коливання різної симетрії, в яких ті чи інші частини кластеру можуть збуджуватись інтенсивно або взагалі будуть не збудженими. Різна симетрія забезпечує різний зв'язок резонансів із падаючою хвилею та першим дифракційним променем, що значно розширює можливості керування не дзеркальним променем, його поляризаційним станом тощо.

Крім того, використання не лінійності диску дозволяє отримати оптично регульоване недзеркальне відбиття та забезпечити таку бажану невзаємність оптичної метаповерхні. З іншого боку різна локалізація полів та симетрія гібридних коливань може суттєво розширити спектр можливостей таких нелінійних кластер них відбиваючих метаповерхонь на формування оптичної невзаємності у каналі зв'язку. Отже актуальними є питання дослідження впливу кластеризації базової комірки на формування недзеркального відбиття.

Дані дослідження теж не є новими і виконувались раніше на кафедрі теоретичної радіофізики. Тому моєю задачею було спочатку відтворити вже відомі результати щодо найпростішого двох елементного кластеру. Потім розглянути найпростіший симетричний кластер з 4 дисків і на останньому етапі розглянути можливість досягнення поляризаційної селективності у недзеркально відбитому промені кластеру у вигляді тримеру. Моя робота спиралась на результати відомі для взаємодії з названими кластерами хвилі, що нормально падає на метаповерхню.

3.1. Найпростіша кластерна комірка з двох дисків

Найпростіші з точки зору технології виготовлення кластерної метаповерхні методи формування кластеру включають або зміщення положення центрів дисків в парах, які утворюватимуть кластер, або зміна радіусу кожного другого диску в дисковій метаповерхні. Перші метаповерхні будуть не еквідістантними, що призводить до різного рівня електродинамічного зв'язку між елементами в кластері та поза його межами. Другий метод створює метаповерхню, в якому електродинамічний зв'язок між дисками в кластері та поза межами нього – однаковий. Отже ми будемо розглядати дві метаповерхні: в одній відстані між сусідніми дисками $\Delta \neq l/2$, а в іншій сусідні диски мають різні радіуси $R_{d1} \neq R_{d2}$. Зрозуміло, що параметри дисків можна змінювати по різному, але найбільш технологічний саме за рахунок радіусу дисків. Більш того, будь який метод кластеризації умовно можна подати у вигляді суперпозиції двох зазначених механізмів, а отже вони нададуть достатньо інформації для розуміння впливу такої кластеризації на закономірності формування недзеркального відбиття. Будемо у подальшому використовувати умовні найменування для кластерних елементів. Кластери із нееквідістантно розташованими дисками назвемо зсувними, а з неоднакових елементів – нерівноважними. Друге найменування не дуже влучне, але яке є.

У зсувних кластерах кожен окремий диск має однаковий спектр власних коливань, і їх гібридизація відбувається в наслідок формування різниці фаз між дисками та різниці в електродинамічного зв'язку між дисками в кластері та за його межами. В нерівноважних кластерах спектри власних коливань дисків можуть суттєво відрізнятись, а тому гібридизація може відбуватись навіть поміж коливаннями різної природи. При цьому такі коливання матимуть різні частоти, типи симетрії та добротності.

На жаль, комірка у випадку кластеру з двох дисків більше не є квадратом, а тому всі наші висновки, щодо появи дифракційного променю можуть

виконуватись в одному напрямку і зовсім не виконуватись в перпендикулярному напрямку.

Тому домовимось, що вісь x спрямована вздовж більшої сторони кластеру. Це забезпечить появу дифракційного променя для суттєво менших значень нормованого періоду, за яких в напрямку осі Oy не буде спостерігатись недзеркального відбиття. Проаналізуємо випадок, який був досліджений в попередніх роботах групи, щоб мати результати для порівняння. Отже вважаємо, що $l_y = l = 0,6$ мкм, а $l_x = 2l = 1,2$ мкм. Висота дисків $h = 0,28$ мкм, якщо не вказане інше. Радіус для дисків в зсувному кластері $r_d = 0,2$ мкм, а в нерівноважному $r_{d1} = 0,2 + \Delta$ мкм та $r_{d2} = 0,2 - \Delta$ мкм. Відстань поміж центрами дисків в зсувному кластері становить величину $0,6 - \Delta$ мкм. Введені таким чином параметри досліджуємого кластеру дозволяють його описувати через тип та величину зсуву, що вказується в абсолютних значеннях.

Спочатку давайте розглянемо зсувний кластер. При цьому розглянемо як відбиваючу, так і прозору версію метаповерхні.

На Рис. 3.1 наведені характерні залежності дзеркального та недзеркального відбиття, а також поглинання для метаповерхні зсувного типу за умови ($\Delta = 0,15$) для обох типів хвиль.

Рис. 3.2 та 3.3 показують розподіли полів у кластері на частотах максимумів поглинання, що відповідають резонансному відгуку метаповерхні на збудження. Легко побачити, що ці гібридні коливання пов'язані із збудженням в дисках пар $TM_{01\delta}$ -коливань чи $HE_{11\delta}$ -коливань. Як наслідок наддобротні резонанси для різних типів хвиль знаходяться на різних частотах навіть для нормального падіння.

Бачимо, що навіть у прозорій метаповерхні, тобто за умови відсутності металевго екрану, формуються зони з відносно високим рівнем недзеркального відбиття на частотах резонансів гібридних коливань кластерного елемента. Ба більше велика кількість цих коливань призводить до появи великої кількості резонансних режимів недзеркального відбиття. На жаль, загальний рівень такого відбиття не перевищує 70 %. Втрата 30 % енергії у оптичному каналі передачі це забагато.

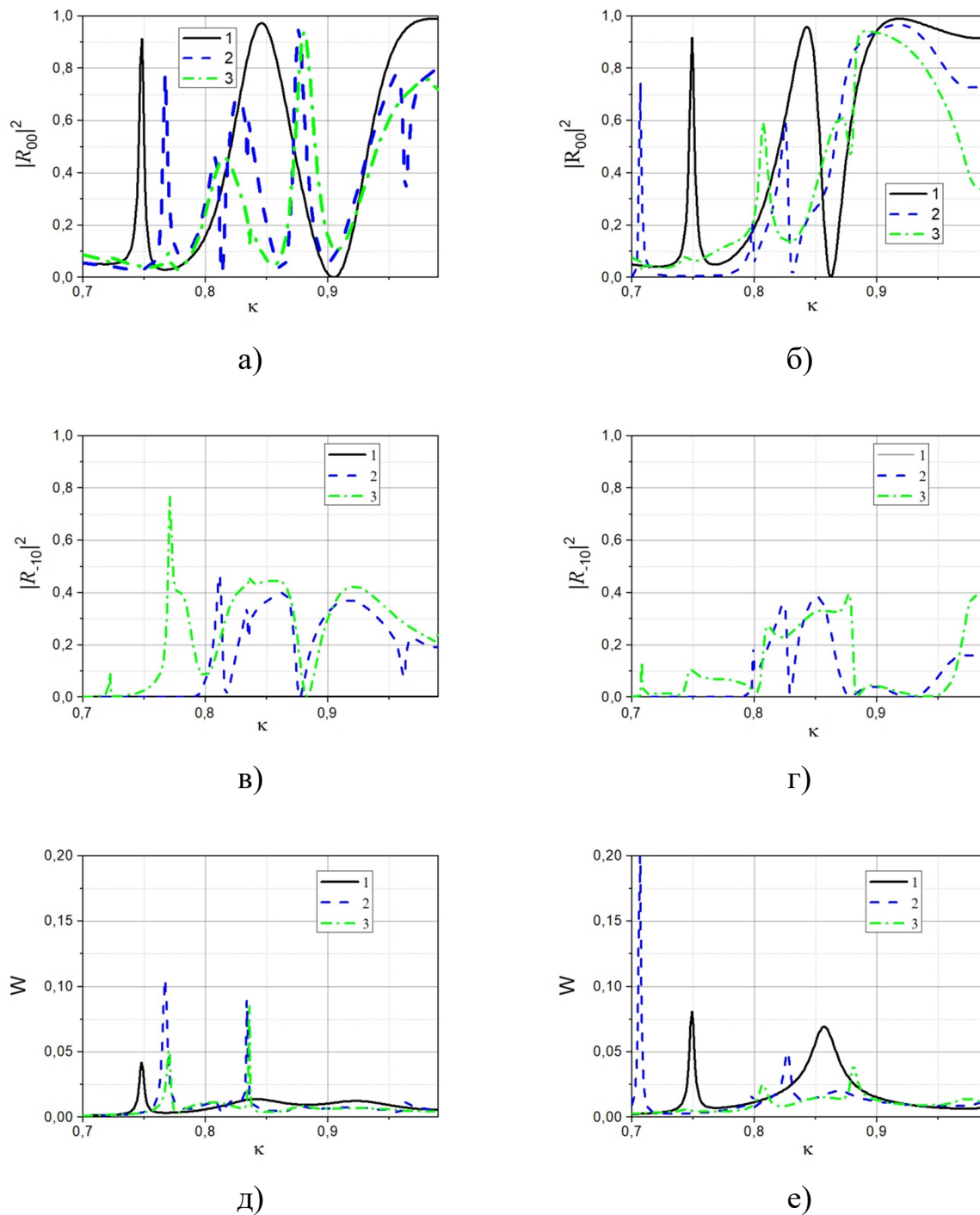


Рисунок 3.1. Залежності дзеркального (а,б) та недзеркального (в,г) відбиття та поглинання (д,е) для TE -хвиль (а,в,д) та TM -хвиль (б,г,е) від прозорої метаповерхні з кластером зсувного типу $\Delta = 0,15$. Лінії 1 – відповідають нормальному падінню $\theta = 0^\circ$, лінії 2 – $\theta = 15^\circ$ та лінії 3 – $\theta = 25^\circ$.

Тому розглянемо відбивну версію метаповерхні із зсувним кластером. На Рис. 3.4 подані залежності дзеркального та недзеркального відбиття та поглинання для відбивної метаповерхні із кластером зсувного типу. Бачимо формування широкої зони недзеркального відбиття для ТМ-хвилі, у той час, як для ТЕ-хвилі рівень відбиття залишається не надто високим. Більше того ці зони зсунуті по частоті.

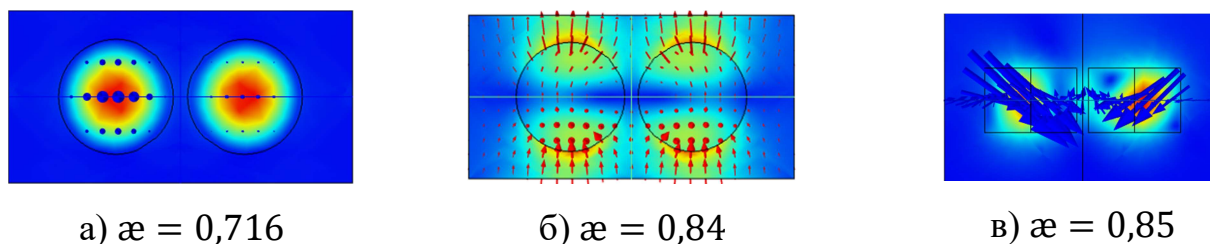


Рисунок 3.2. Розподіли магнітного (а,в) та електричного (б) полів для прозорої метаповерхні, що утворена на основі зсувного кластеру, на частотах максимумів поглинання для $\theta = 0^\circ$ (а,б) та $\theta = 15^\circ$ (в) для випадку ТЕ-хвилі.

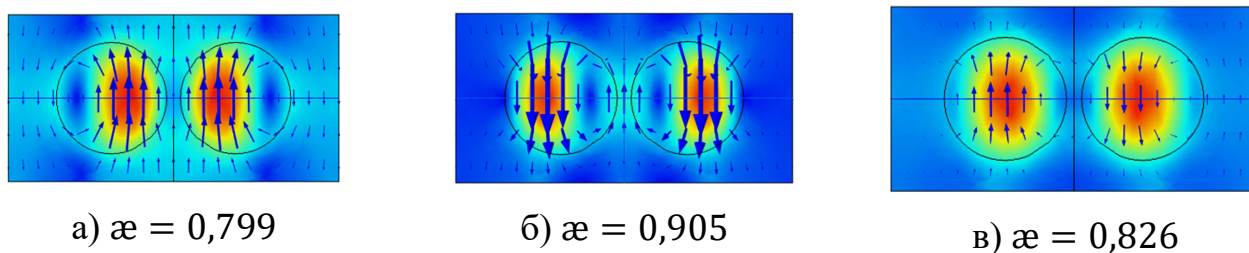


Рисунок 3.3. Розподіли магнітного поля для прозорої метаповерхні, що утворена на основі зсувного кластеру, на частотах максимумів поглинання для $\theta = 0^\circ$ (а,б) та $\theta = 15^\circ$ (в) для випадку ТМ-хвилі.

Виконаємо подібний аналіз для кластерної метаповерхні із нерівноважним кластером. Рис. 3.5-3.6 побудовані за тим же принципом, що і Рис. 3.1-3.4 та відбивають такі самі залежності для нерівноважної кластерної прозорої та відбивної метаповерхонь.

Основні риси формування недзеркального відбиття для випадку нерівноважного кластеру повною мірою повторюють такі саме закономірності для кластерів зсувного типу. Аналіз розподілів полів на резонансах поглинання показує, що як і для випадку зсувного кластеру гібридні моди тут здебільшого

пов'язані із збудженням пар відповідних коливань у дисках. Основним коливанням для відбивної метаповерхні є HE_{11q} -коливань у дисках, отже гібридні моди пов'язані із збудженням синфазних або протифазних диполів в дисках. При цьому магнітні диполі орієнтуються вздовж магнітного поля хвилі, що падає. Отже, так як такі замкнені коливання збуджуються у зсувному кластері TM -хвилею, а в нерівноважному TE -хвилею, то і напрямки диполів відрізняються для цих типів кластерів.

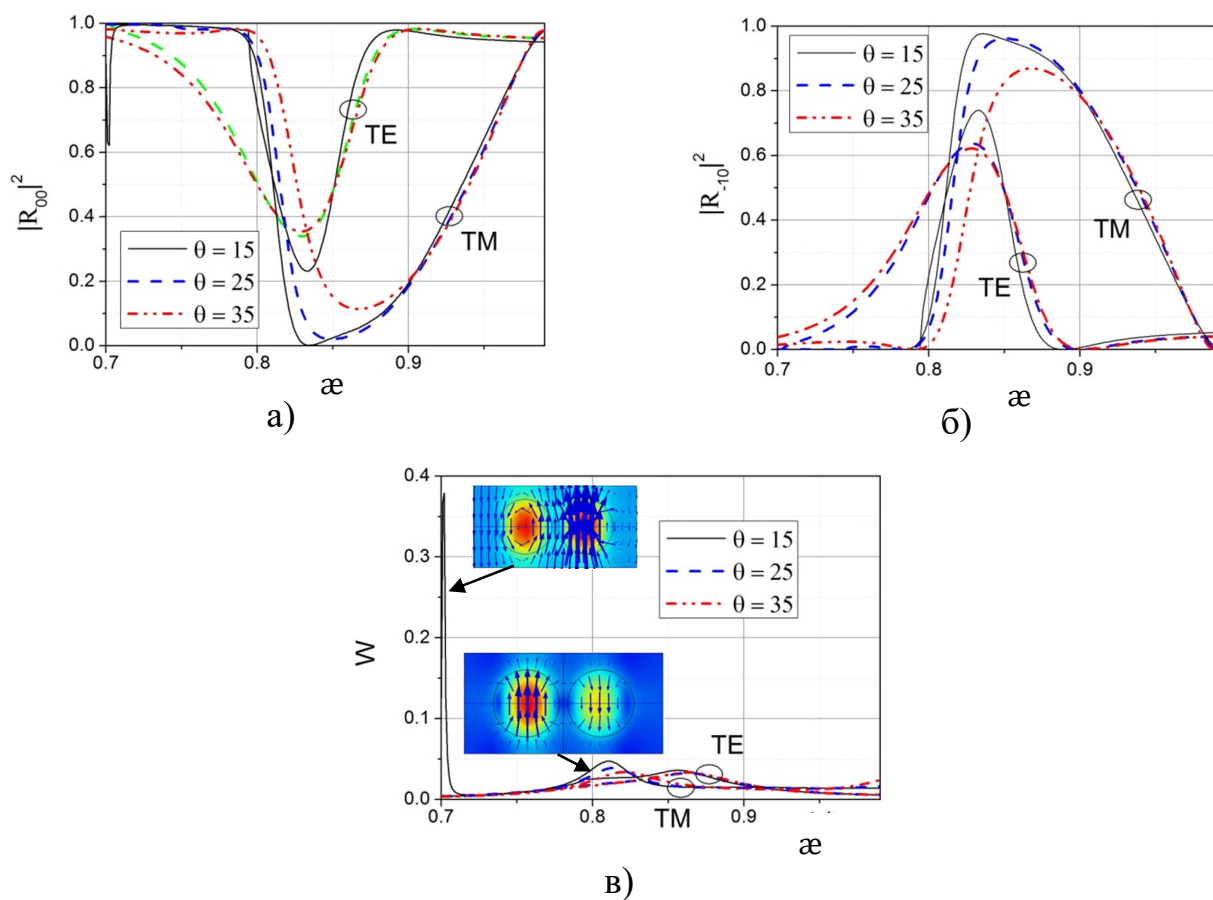


Рисунок 3.4. Залежності від нормованої частоти дзеркального та недзеркального ($|R_{00}|^2$, $|R_{-10}|^2$) відбиття та поглинання (W) плоских TE - та TM -хвиль для випадку відбивної метаповерхні, що сформована кластерним елементом зсувного типу $\Delta = 0,15$ μm . Для всіх випадків $h = 0,14$ μm .

Слід відмітити, що найнижкочастотні коливання зумовлені збудженням синфазних магнітних диполів у дисках, що утворюють кластер. Особливістю цього коливання є зміщення у низькочастотну область із збільшенням кута

падіння. Це дозволяє отримати резонанс недзеркального відбиття для доволі малорозмірних дисків, використовуючи великі кути падіння.

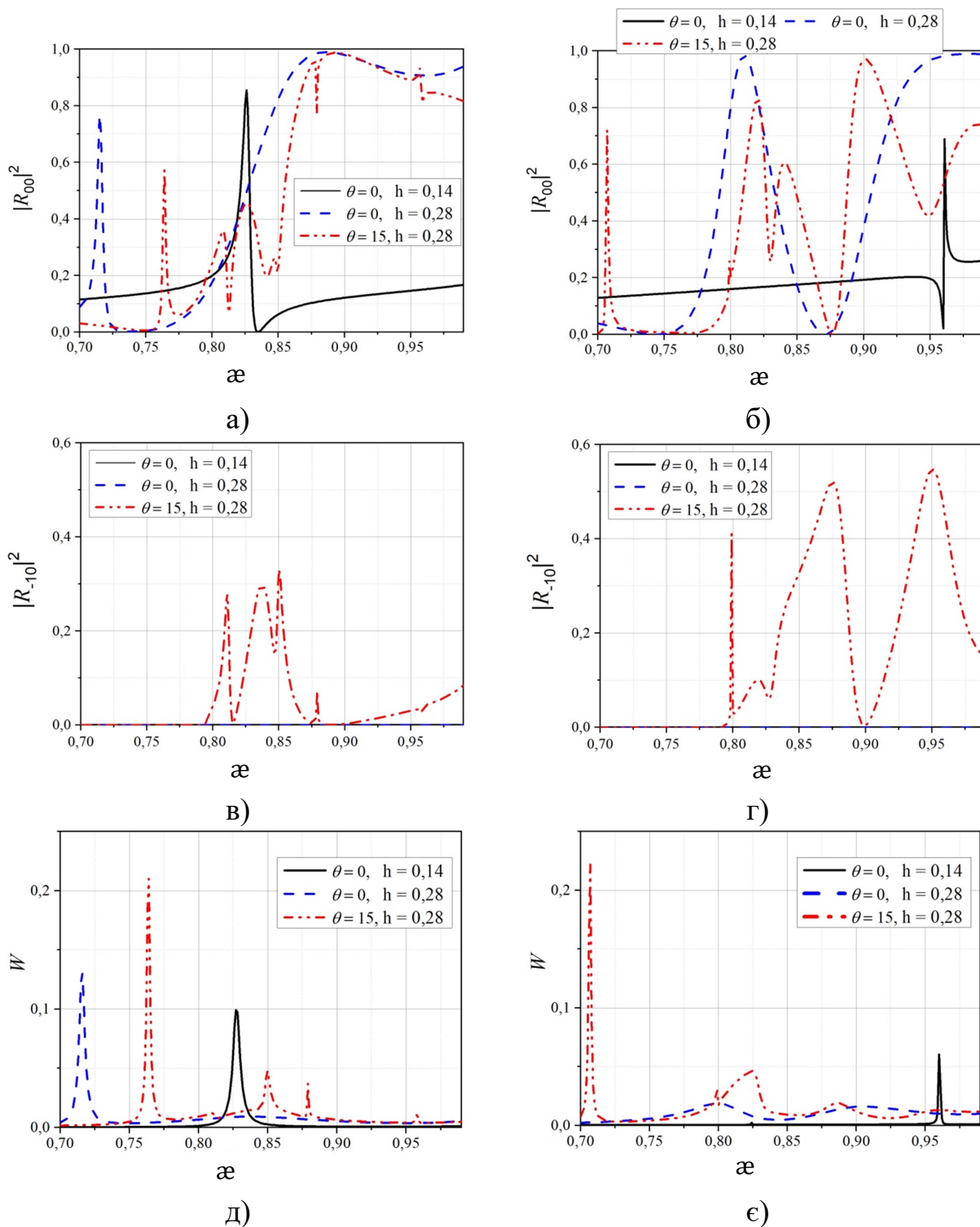


Рисунок 3.5. Залежності дзеркального (а,б) та недзеркального (в,г) відбиття та поглинання (д,е) для *TE*-хвиль (а,в,д) та *TM*-хвиль (б,г,е) від прозорої метаповерхні з кластером нерівноважного типу $\Delta = 0,015$. В даному випадку висоти дисків брались не однакові, а тому вказані на графіках.

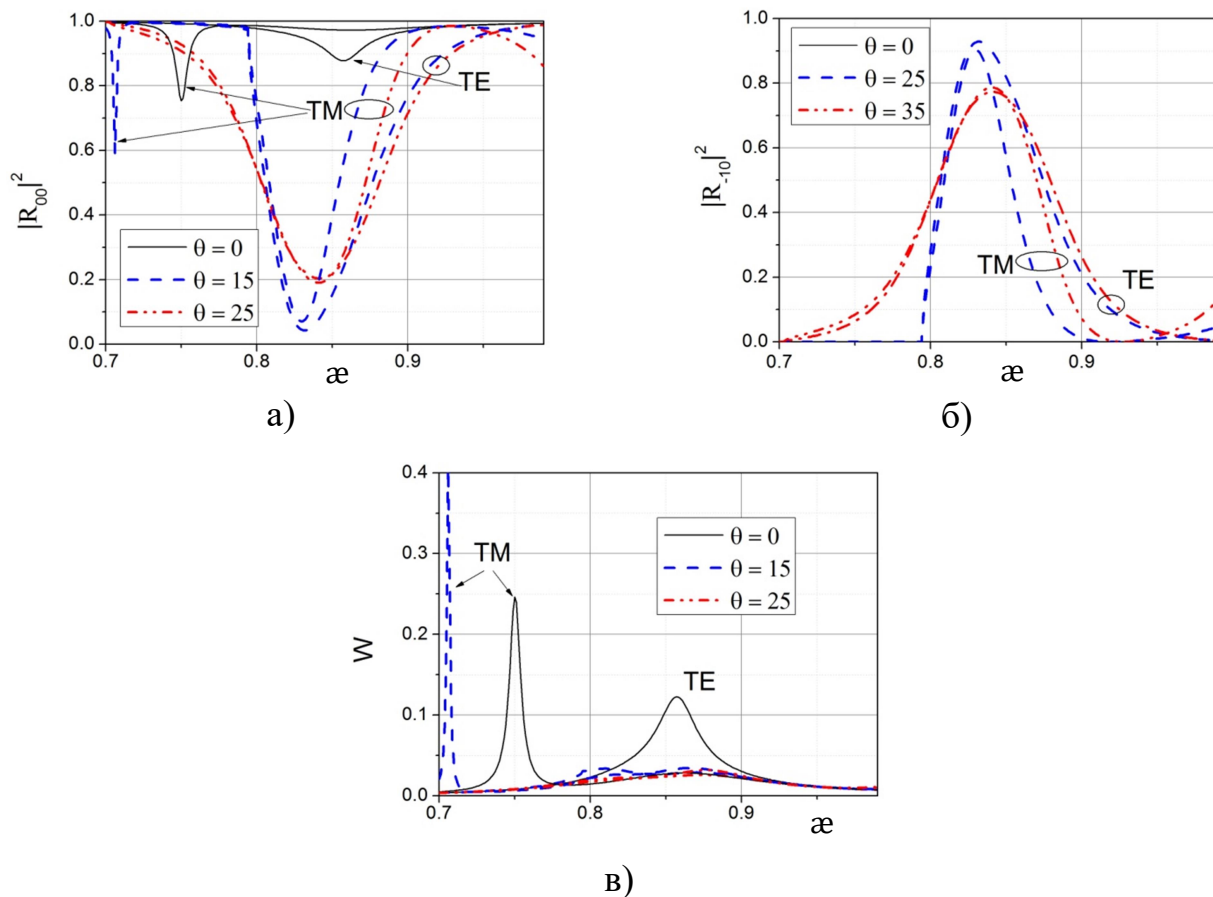


Рисунок 3.6. Залежності від нормованої частоти дзеркального та недзеркального ($|R_{00}|^2$, $|R_{-10}|^2$) відбиття та поглинання (W) плоских ТЕ- та ТМ-хвиль для випадку відбивної метаповерхні, що сформована кластерним елементом нерівноважного типу $\Delta = 0,015$. Для всіх випадків $h = 0,14$ мкм.

На відміну від зсувного кластеру у випадку нерівноважного кластеру зони з підвищеним рівнем недзеркального відбиття для різних типів хвиль співпадають.

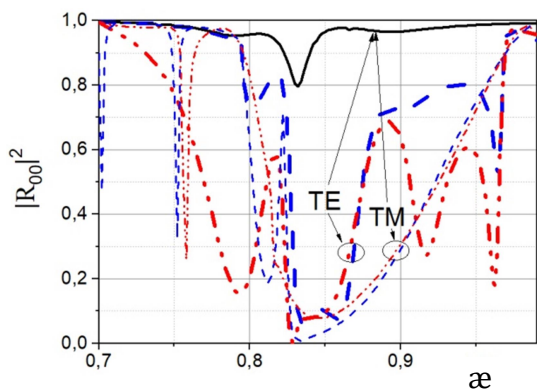
Таким чином, кластеризація базового елемента веде до збільшення резонансів недзеркального відбиття, яке зумовлене появою гібридних коливань, а також до появи цілих зон недзеркального відбиття. Розглянутий кластер з двох елементів стане в нагоді, коли треба отримати недзеркально відбиваючу метаповерхню з асиметричною здатністю, оскільки поява недзеркального променя можлива лише в одному з двох напрямків періодичності. Коли треба отримати таке дзеркало, яке буде ізотропним за напрямком падіння хвилі, то ме

сенс розглянути кластер з чотирьох дисків. В такому разі ми знову можемо отримати квадратну періодичну комірку.

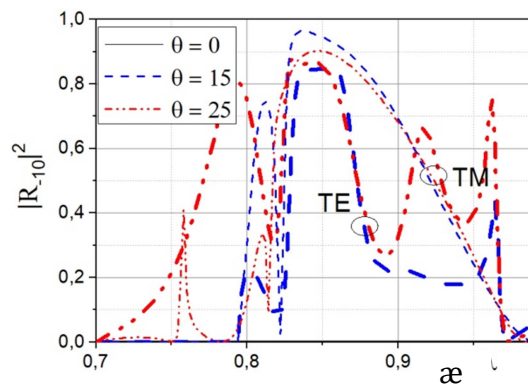
3.2. Симетричний кластер з чотирьох дисків

В даному розділі моєю задачею було відтворити експериментальну залежність недзеркального відбиття від метаповерхні з кластеру з 4-х дисків в мікрохвильовому діапазоні.

З цієї метою на першому етапі я повторив розрахунки для подібних метаповерхонь в оптичному діапазоні, щоб впевнитись, що застосовувана модель у Comsol відповідає потребам задачі. Знову було розглянуто зсувний та нерівноважний тип кластерів та отримані частотні залежності дзеркального та недзеркального відбиття та поглинання в метаповерхні для різних типів кластерів за умови, що середні значення радіусів, висота дисків та розмір періодичної комірки залишались як і в попередніх розділах на рівні 0,2 мкм, 0,14 мкм та 1,2 мкм (спарені періоди). Рис. 3.7 відображає отримані спектральні залежності, а Рис. 3.8 – розподіли полів, на характерних частотах, які пов'язані із максимума поглинання.



а)



б)

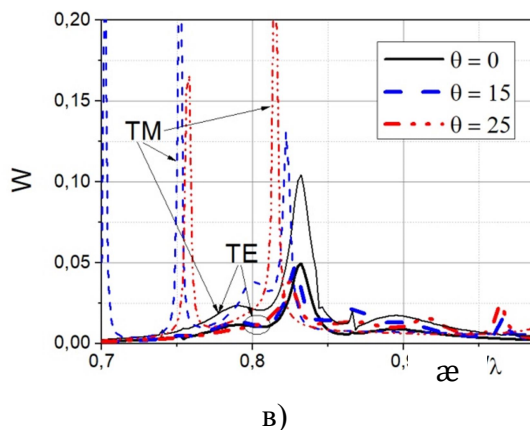
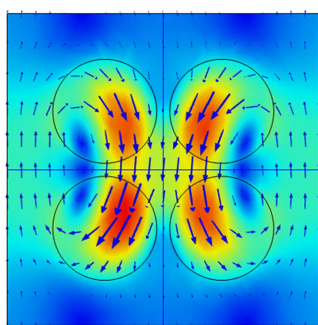
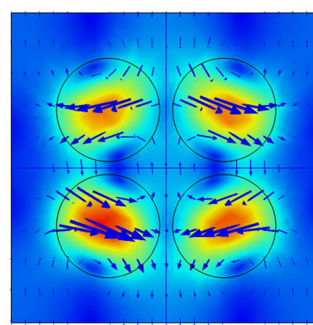


Рисунок 3.7. Залежності відбиття ($|R_{00}|^2$, $|R_{-10}|^2$) та поглинання (W) плоскої хвилі від нормованої частоти для відбиваючої метаповерхні з кластерним елементом зсувного типу, що складається з чотирьох однакових дисків. $\Delta = 0,15$.



а) $l/\lambda = 0,79$



б) $l/\lambda = 0,83$

Рисунок 3.8. Розподіли магнітного поля на частотах перших двох максимумів поглинання TE- та TM-хвиль за умови нормального падіння на зсувний кластер.

Моделювання відбивних властивостей кластерної метаповерхні, що містить чотири диски в межах одного періоду, показало, що найбільш широкі смуги недзеркального відбиття формуються у випадку сильно асиметричних кластерів. Це стосується як зсувного типу конфігурації, коли всі чотири диски зміщуються до центру елементарної комірки, так і нерівноважного типу, для якого оптимальні характеристики спостерігаються за умови різних радіусів усіх дисків. Водночас важливо зазначити, що нерівноважна конфігурація призводить до появи

напрямо залежності ефективності недзеркального відбиття, тобто відтворює недолік, характерний для кластерів, утворених лише двома дисками.

Зауважимо, що на кафедрі проводились дослідження кластерної метаповерхні з кластером з 4-х дисків та для обраної метаповерхні було виконано експеримент в мікрохвильовій області.

Досліджувалась метаповерхня з кластером зсувного типу, яка складалась з керамічних дисків радіусу 4 мм, висоти 3,7 мм. Кожний період мав квадратну форму розміром 33 мм, а центри дисків, що утворювали кластер лежали в вершинах квадрату із стороною 8,5 мм (Рис. 3.9а). Тобто реалізовується як раз варіант із сильно асиметричним кластером. Діелектрична проникність кераміки задавалась значеннями $\varepsilon_d = 22$ та $tg\delta = 10^{-3}$. Для утворення правильної геометрії метаповерхні в пенопласті RОНАСЕLL робились отвори під диски за допомогою точного фрезерного станку. Товщина пенопласту $h_s = 10$ мм, а його діелектрична проникність $\varepsilon_s = 1,09$.

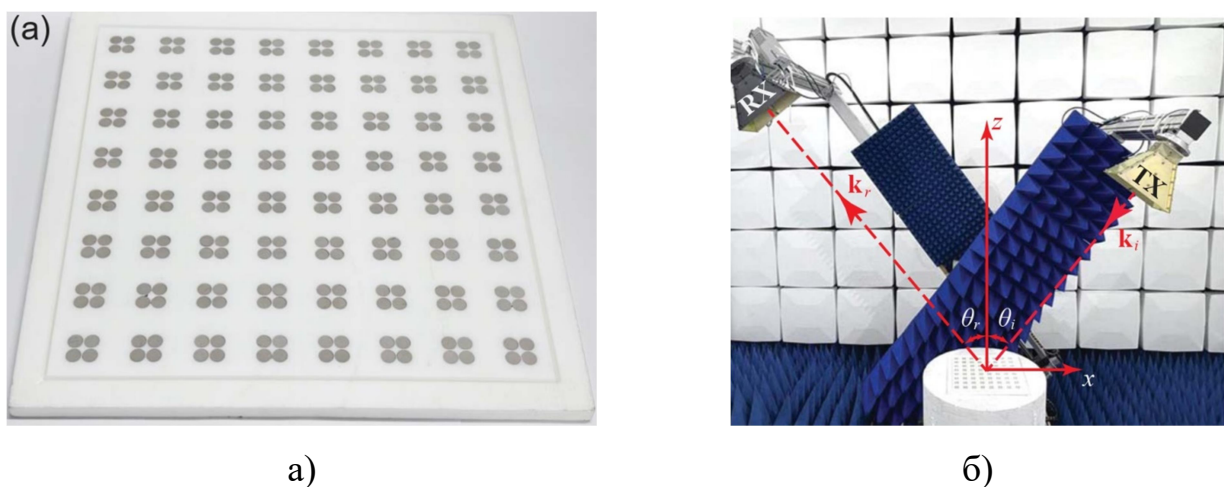


Рисунок 3.9. Досліджуема мікрохвильова метаповерхня з кластером зсувного типу (а) та схема виконання експерименту (б).

Відбивна спроможність такої метаповерхні досліджувалась у безлунній камері за допомогою скануючої системи. Джерелом опромінювання виступала нерухома рупорна антена, яка встановлювалась під кутом 35 градусів до поверхні метаповерхні, а відбиття фіксувала інша рупорна антена, яка могла рухатись по

колу (Рис. 3.9б). Антени були підключені до різних портів векторного аналізатора ланцюгів, який фіксував частотну залежність коефіцієнту відбиття для кожного значення куту. Як наслідок були отримані залежності типу наведених на Рис. 3.10.

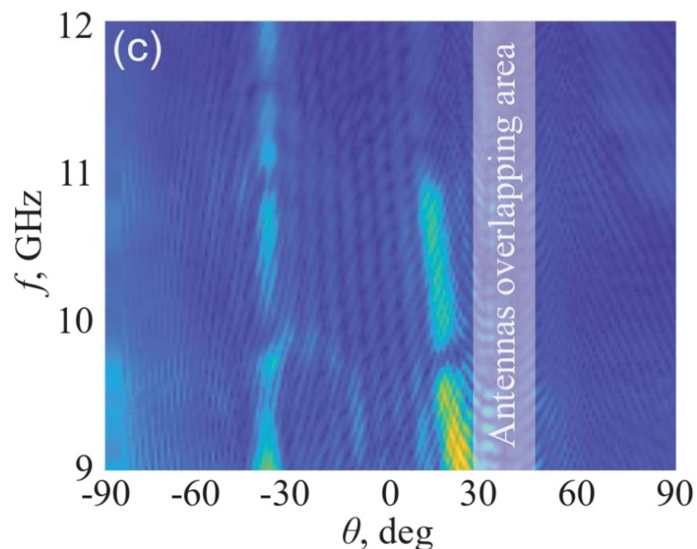


Рисунок 3.10. Зразок експериментально виміряної кутової та частотної залежності відбиття.

Особливістю залежностей відбиття, які отримують в експерименті є, по-перше, той факт, що ми отримуємо коефіцієнти дзеркального та недзеркального відбиття на одній розгортці для різних значень частоти падаючого випромінювання. І тут треба враховувати, що кожна частота насправді відповідає своєму куту розповсюдження недзеркального дифракційного променя, який визначається за формулою (2.3). А, по-друге, на метаповерхню падає не монохроматична хвиля, а хвильовий пучок, тобто цілий спектр плоских хвиль, що поширюються під певними кутами. Кутова залежність пучка може бути оцінена за діаграмою спрямованості антен, що випромінює та приймає сигнал. Тут слід враховувати, що фактично ми будемо мати «перемноження» діаграм спрямованості обох антен у просторовому спектрі хвильового пучка.

Як наслідок, для порівняння експериментальних результатів із теоретичними необхідно було нарахувати купу частотних залежностей відбиття дзеркального та недзеркального для різних кутів падіння. Після чого розробити

алгоритм який з цих даних буде формувати кольорові трьохвимірні залежності типу тієї, що представлені на Рис. 3.10. Слід зазначити, що цей алгоритм повинен легко генерувати зображення за наступними даними: кут падіння та ширина діаграми спрямованості.

Вхідні дані у алгоритму – нарахована база спектральних залежностей дзеркального та недзеркального відбиття для кутів падіння від 0 градусів до 70 градусів; кут падіння та профіль спектральних ліній антен, яку можна отримати з аналізу відбитого променя від ідеальної металевої поверхні. Алгоритм за формою спектральної характеристики передаючої системи (пара антен) розраховує кутовий спектр, який треба взяти серед кутів падіння, щоб правильно відобразити залежність. Після цього для обраних кутів падіння (яких цілий спектр) бере відповідні залежності недзеркального відбиття і для кожного значення кута на кожній частоті обчислює напрямок поширення даної кутової компоненти. На останньому етапі інтенсивності підсумовуються з відповідними ваговими коефіцієнтами та будується відповідна теоретична кольорова двовимірна залежність.

Подібний алгоритм було реалізовано і для досліджуємої системи були отримані потрібні характеристики для обох типів хвиль (Рис. 3.11).

Таким чином, було проаналізовано явище недзеркального відбиття у кластерах з двома осями симетрії у вигляді 4-х дисків.

На останньому етапі дослідження цікавим було розглянути кластер, який є поляризаційно-чутливим та виконаний у вигляді тримерів. Подібні кластери та їх класи симетрії раніше дуже детально вивчались Тузом Володимром, тому ми користувались параметрами, які були виявлені в його роботах, як такі, що призводять до появи широкого кола явищ пов'язаних з унікальними характеристиками ВІС станів серед яких є тороїдальні та антиторіодальні стани. На жаль, ми обмежились аналізом лише найпростіших метаповерхонь з симетричним та несиметричним тримером.

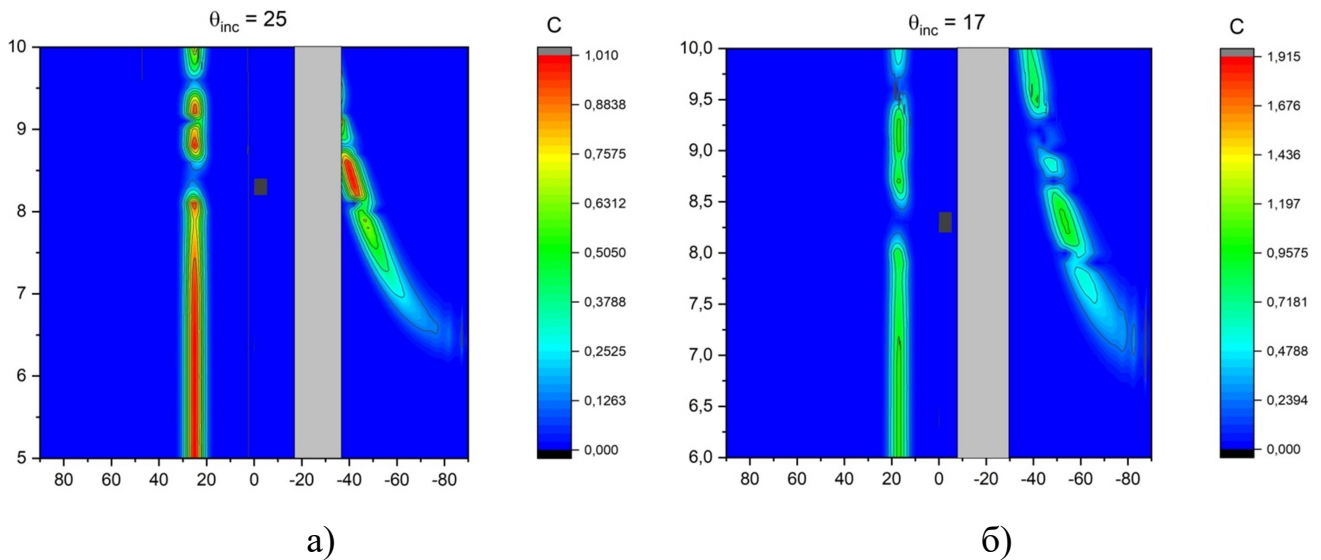


Рисунок 3.11. Залежності відбиття дзеркального (додатні значення осі абсцис) та недзеркального (від'ємні значення осі абсцис) від мікрохвильової відбивної метаповерхні з кластером зсувного типу розраховані за розробленим алгоритмом для різних кутів падіння θ_{inc} .

3.3. Недзеркальне відбиття від кластерів з тримерів дисків

В роботі розглянуто два види тримерів. Один з них абсолютно симетричне відносно центру періодичної комірки. Період комірки 23 мм, а відстань між центрами дисків 11,5 мм та центри дисків розташовані у вершинах рівнобічного трикутника (Рис. 3.12а). В другому кластері симетрія порушується за допомогою зсуву диску, що лежить у вершині на 0,01 мкм в бік основи тримеру. При цьому центри дисків тримеру утворюють рівнобедрений трикутник (Рис. 3.12б).

Висота дисків 2,5 мм а їх радіуси 4 мм і вони виготовлені з кераміки, як і в попередньому параграфі, тобто описуються діелектричною проникністю $\epsilon_d = 22$ та $tg\delta = 10^{-3}$.

На Рис. 3.13 наведені частотні залежності коефіцієнтів відбиття та поглинання для асиметричного тримеру для обох поляризацій. Бачимо формування наддобротних станів ВІС, в яких майже повністю поглинута вся

енергія в дисках що мають над низький рівень втрат. Бачимо також, що для різних типів хвиль це тепер геть різні коливання, які відповідно мають різні частоти.

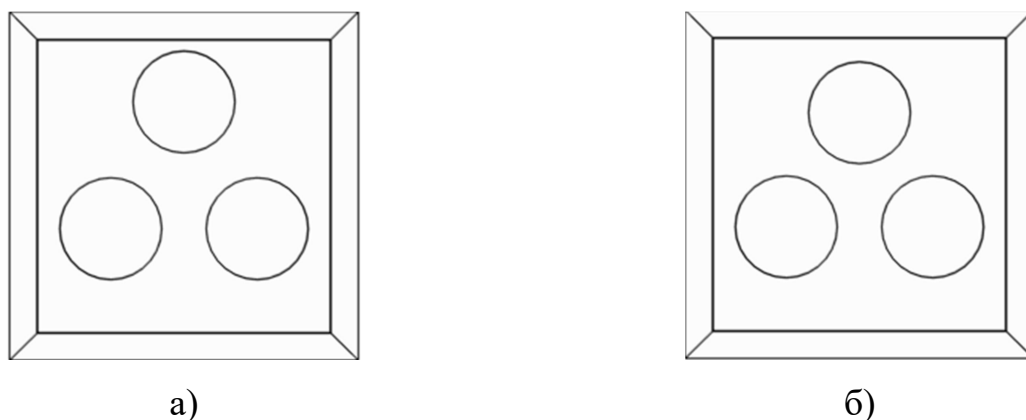


Рисунок 3.12. Симетричний (а) та несиметричний (б) кластер у вигляді тримеру з дисків.

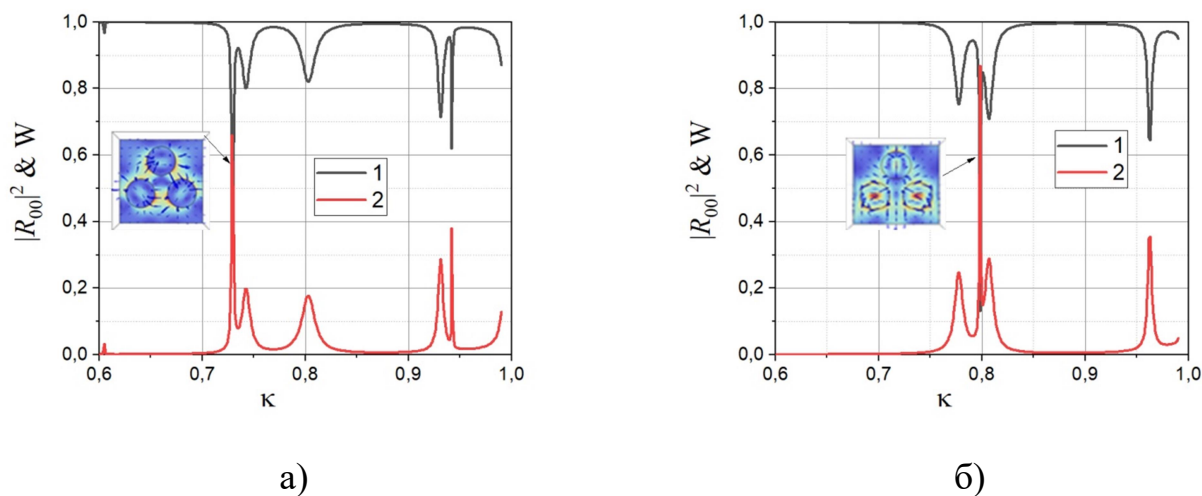
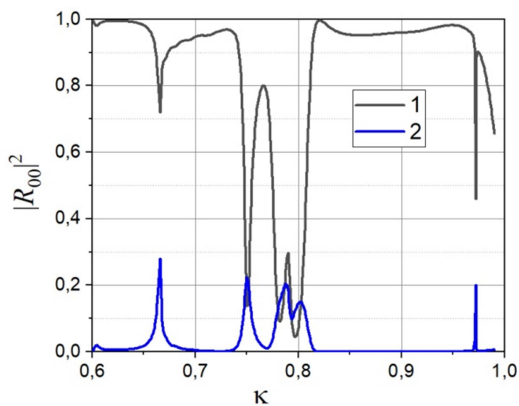
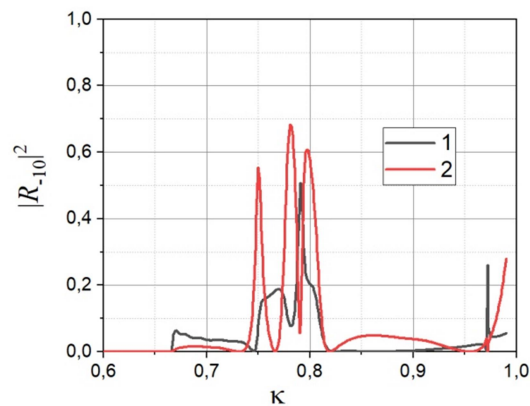


Рисунок 3.13. Залежності відбиття (лінії 1) та поглинання (лінії 2) для несиметричного тримеру в разі нормального падіння ТЕ- (а) та ТМ- (б) хвилі.

На Рис. 3.14-3.17 продемонстровані залежності дзеркального та недзеркального відбиття для такого несиметричного тримеру в залежності від нормованої частоти для різних значень кута падіння.

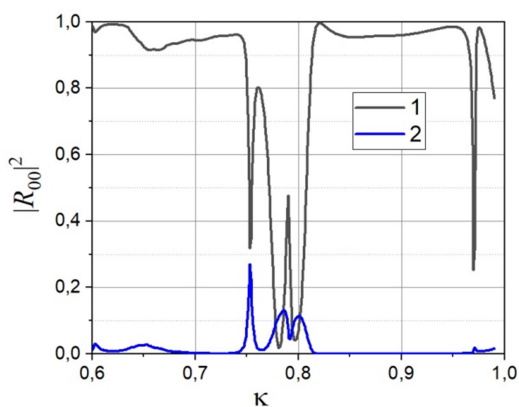


а)

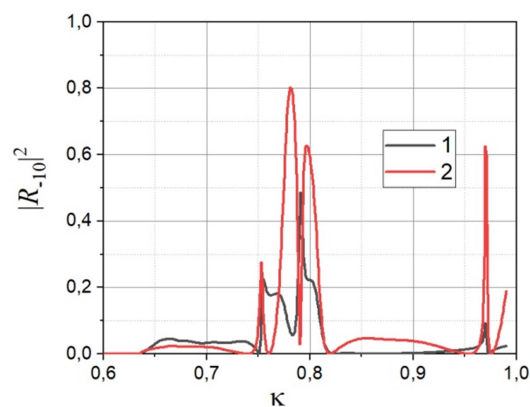


б)

Рисунок 3.14. Залежності дзеркального (а) та недзеркального (б) для несиметричного тримеру в разі похилого падіння ТЕ-хвилі під кутом $\theta = 30$. Лінії 1 відповідають поляризації ТЕ-хвилі, лінії 2 – кроссполаризованим хвилям.



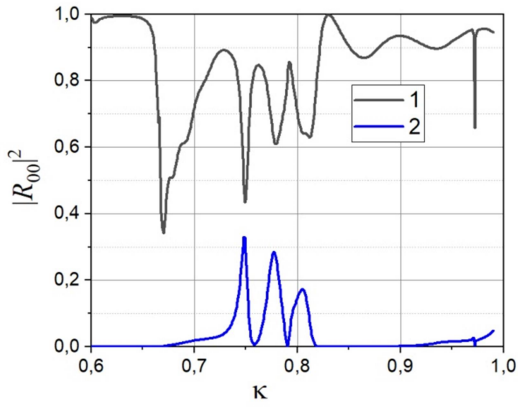
а)



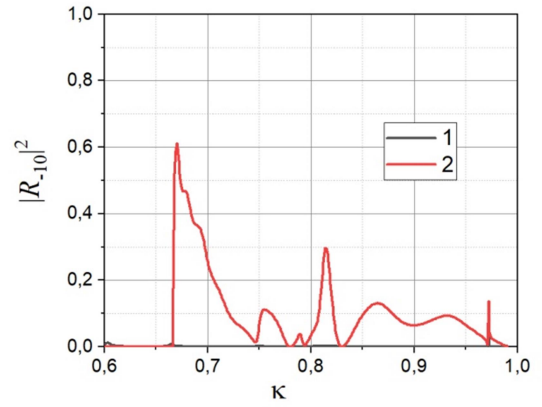
б)

Рисунок 3.15. Залежності дзеркального (а) та недзеркального (б) для несиметричного тримеру в разі похилого падіння ТЕ-хвилі під кутом $\theta = 35$. Лінії 1 відповідають поляризації ТЕ-хвилі, лінії 2 – кроссполаризованим хвилям.

Бачимо, що формується велика кількість різних режимів недзеркального відбиття з різним вкладом хвиль різної поляризації. Крім того, бачимо, що для випадку ТЕ –хвилі від кута падіння дуже слабо залежить рівень недзеркального відбиття.

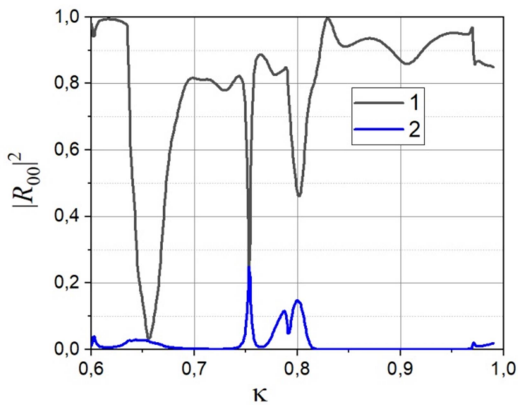


а)

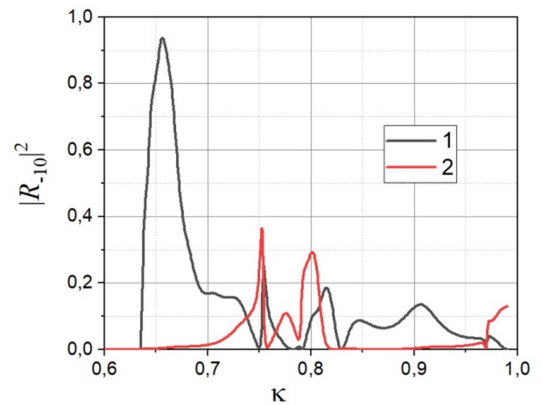


б)

Рисунок 3.16. Залежності дзеркального (а) та недзеркального (б) для несиметричного тримеру в разі похилого падіння ТМ-хвилі під кутом $\theta = 30$. Лінії 1 відповідають поляризації ТМ-хвилі, лінії 2 – кроссполаризованим хвилям.



а)



б)

Рисунок 3.17. Залежності дзеркального (а) та недзеркального (б) для несиметричного тримеру в разі похилого падіння ТМ-хвилі під кутом $\theta = 35$. Лінії 1 відповідають поляризації ТМ-хвилі, лінії 2 – кроссполаризованим хвилям.

Для ТМ-хвилі залежність недзеркального відбиття суттєво залежить від кута падіння.

3.4. Висновки

Проведений аналіз підтверджує можливість оптимізації недзеркального відбиття метаповерхні шляхом кластеризації її базового елемента. Показано, що така структурна модифікація дозволяє сформувати широкосмугову область недзеркального відбиття. Важливою особливістю є те, що кожна частота в межах цієї смуги відповідає певному, унікальному куту відбиття, що не збігається з дзеркальним. Це створює передумови для реалізації просторово-частотної селекції електромагнітного сигналу у випадку, коли він має монохроматичний спектр. Аналогічно, така властивість відкриває перспективу «збирання» випромінювання різних частот у заданому напрямку за рахунок його надходження з різних кутів падіння. Проте зазначені можливості виходять за межі поставлених у роботі завдань і можуть бути предметом подальших досліджень.

Окрему увагу слід звернути на той факт, що необхідність використання металевих екранів в оптичному та інфрачервоному діапазонах неминуче супроводжується підвищеними дисипативними втратами. Це суттєво обмежує ефективність метаповерхонь, що функціонують у режимі мета-дзеркал. У зв'язку з цим актуальною є задача створення метаповерхневих структур, здатних забезпечувати відбиття без застосування металевих компонентів. Одним із перспективних напрямів, що може розв'язати цю проблему, є розробка багат шарових діелектричних метаповерхонь, які формуватимуть заборонену зону для проходження світла на робочій частоті та, відповідно, забезпечуватимуть недзеркальний режим відбиття без втрат, пов'язаних із металами.

ВИСНОВКИ

У роботі виконано всебічне та детальне дослідження різноманітних конфігурацій метаповерхонь з метою виявлення умов, за яких можливе формування режимів недзеркального відбиття. Такий режим становить значний інтерес як з фундаментальної точки зору, так і для практичних застосувань, оскільки відкриває додаткові можливості керування просторовими та поляризаційними характеристиками відбитого електромагнітного поля. Показано, що недзеркальне відбиття формується за умов похилого падіння плоскої хвилі й проявляється в тих діапазонах параметрів, де метаповерхня демонструє властивості дифракційної ґратки.

На початковому етапі дослідження була проведена систематична побудова областей значень кутів падіння та робочих частот, за яких у відбитому полі з'являється додатковий дифракційний промінь, що відповідає $(-1,0)$ дифракційному порядку. Це дозволило створити узагальнену «карту режимів», яка є важливою для подальшого проектування метаповерхонь із заданою функціональністю. Паралельно було здійснено відтворення та аналіз раніше опублікованих результатів, що стосуються механізмів формування відбиття в дисковій метаповерхні на ідеально провідному екрані. Таке повторне моделювання дозволило провести своєрідну верифікацію обраної методики, підтвердити її коректність та впевнитися в достовірності отриманих результатів.

Подальший етап роботи був присвячений поглибленому аналізу кластерних метаповерхонь, у яких базова комірка ускладнюється за рахунок групування елементів. Показано, що кластеризація структури суттєво розширює простір для налаштування її дифракційних властивостей і дозволяє реалізовувати режими, недоступні для одноелементних комірок. Зокрема, дослідження кластерної ґратки з тримером продемонструвало, що подібні структури не лише здатні формувати смугу недзеркального відбиття, але й забезпечують можливість тонкого контролю над поляризаційними характеристиками додаткового дифракційного променя. Це робить кластерні метаповерхні перспективним інструментом для створення

високофункціональних поверхонь із розширеними можливостями керування електромагнітними хвилями.

Окремо було приділено увагу практичній стороні проведених теоретичних досліджень. З цією метою розроблено спеціальний алгоритм обробки числових результатів, який дозволяє подавати їх у форматі, максимально зручному для подальшого порівняння з експериментальними вимірюваннями. Такий підхід не лише підвищує наочність аналізу, але й формує основу для майбутньої експериментальної перевірки побудованих моделей, що, у свою чергу, є важливим кроком на шляху до практичної реалізації отриманих теоретичних концепцій.

Узагальнюючи результати, можна зазначити, що проведена робота демонструє значний потенціал кластерних метаповерхонь для керування недзеркальним відбиттям та поляризаційними характеристиками дифракційних променів. Отримані висновки створюють підґрунтя для подальших досліджень і відкривають нові можливості для розробки метаповерхонь із заданою просторовою та спектральною функціональністю.

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. Sydoruk 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. Y. Ra’di, D. L. Sounas, and A. Al’u, Metagratings: Beyond the limits of graded metasurfaces for wave front control, *Phys. Rev. Lett.* 119, 067404 (2017).
24. V. Popov, F. Boust, and S. N. Burokur, Controlling diffraction patterns with metagratings, *Phys. Rev. Appl.* 10, 011002 (2018).
25. A. C. Overvig, S. C. Malek, and N. Yu, Multifunctional nonlocal metasurfaces, *Phys. Rev. Lett.* 125, 017402 (2020).
26. A. Overvig and A. Al’u, Diffractive nonlocal metasurfaces, *Laser Photonics Rev.* 16, 2100633 (2022).
27. S. Kosulnikov, A. D’iaz-Rubio, A. V. Osipov, and S. A. Tretyakov, Experimental comparison of anomalous reflectors implemented with local and nonlocal design approaches, *IEEE Trans. Antennas Propag.* 72, 7783 (2024).
28. A. D’iaz-Rubio, V. S. Asadchy, A. Elsakka, and S. A. Tretyakov, From the generalized reflection law to the realization of perfect anomalous reflectors, *Sci. Adv.* 3, e1602714 (2017).
29. S. S. Wang, R. Magnusson, J. S. Bagby, and M. G. Moharam, Guided-mode resonances in planar dielectric layer diffraction gratings, *J. Opt. Soc. Am. A* 7, 1470 (1990).
30. D. Rosenblatt, A. Sharon, and A. A. Friesem, Resonant grating waveguide structures, *IEEE J. Quantum Electron.* 33, 2038 (1997).
31. M. Lawrence, D. R. Barton, J. Dixon, J.-H. Song, J. Van de Groep, M. L. Brongersma, and J. A. Dionne, High quality factor phase gradient metasurfaces, *Nat. Nanotechnol.* 15, 956 (2020).
32. F. Monticone and A. Al’u, Bound states within the radiation continuum in diffraction gratings and the role of leaky modes, *New J. Phys.* 19, 093011 (2017).