

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем

Кафедра теоретичної радіофізики

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри



підпис

В.В. Хардіков

ініціали, прізвище

« \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2022 року

Кваліфікаційна робота магістра

на тему: **Недзеркальне відбиття світла планарними діелектричними метаматеріалами з косокутною періодичною коміркою**

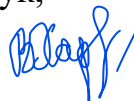
Виконав: студент II курсу магістратури, групи РР-61  
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали

Сілінь ЧЖАН

Керівник

канд. фіз.-мат. наук,

доцент



Вячеслав ХАРДІКОВ

2022 рік

## АНОТАЦІЯ

Чжан Сілінь Недзеркальне відбиття світла планарними діелектричними метаматеріалами з косокутною періодичною коміркою. Дипломна робота магістра за спеціальністю 105 «Прикладна фізика та наноматеріали». Харків. Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, кафедра теоретичної радіофізики, 2022, 7 рис., 37 стор., 54 посилань.

В роботі розв'язані задачі дифракції на субхвильовому періодичному у двох напрямках масиві, який сформовано з кремнієвих дисків та розташовано на металізованій підкладці. Розглянуто дві поляризації хвилі, що падає, досліджено випадок похилого падіння хвилі та розглянуто випадок косокутної базової комірки масиву.

Показано умови формування недзеркального відбиття світла від такої структури. Встановлено, що формування такого відбиття обумовлено наявністю у спектрі відбиття додаткового дифракційного променя, що може розповсюджуватись у вільному просторі, та власними коливаннями диска. Показана можливість формування резонансного недзеркального відбиття із збереженням поляризації та інтенсивності світла, виводу недзеркального променя поза межі площини падіння та розділення падаючого променя на декілька із фільтрацією за напрямом розповсюдження та поляризацією.

## ABSTRACT

Zhang Xilin Nonspecular light reflection by planar dielectric metamaterials with an oblique periodic cell. Master's thesis in specialty 105 "Applied physics and nanomaterials". Kharkiv. V.N. Karazin Kharkiv National University, Department of Theoretical Radiophysics, 2022, 7 figures, 37 pages, 54 references.

In the work, diffraction problems are solved on a subwavelength periodic array in two directions, which is formed from silicon discs and is located on a metallized substrate. Two polarizations of the incident wave were considered, the case of oblique incident wave was investigated, and the case of an oblique base cell of the array was analyzed.

The conditions for the formation of non-specular reflection of light from such type structure are shown. It was established that the formation of a non-specular reflection is caused by the presence in the reflection spectrum of an additional diffracted beam that can propagate in free space, and the disk's eigen oscillations. The possibility of forming a resonant non-specular reflection while preserving the polarization and intensity of light, outputting a non-specular beam outside the incidence plane and dividing the incident light into several beams with filtering according to the direction of propagation and polarization is shown.

## ЗМІСТ

ВСТУП .....	3
1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ .....	5
1.1. Метаповерхні та їх використання .....	5
1.2. Метаповерхня як дзеркало та дифракційна система .....	9
1.3. Висновки .....	10
2. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ ФОРМУВАННЯ НЕДЗЕРКАЛЬНОГО ВІДБИТТЯ СВІТЛА МЕТАПОВЕРХНЕЮ ІЗ КВАДРАТНОЮ ПЕРІОДИЧНОЮ КОМІРКОЮ .....	11
2.1. Постановка задачі та математична модель .....	11
2.2. Аналіз кількості дифракційних променів у відбитому полі метаповерхні .....	15
2.3. Формування недзеркального відбиття відбиваючої метаповерхні з кремнієвих дисків на металевій підкладці .....	18
2.4. Висновки до Розділу 2 .....	24
3. ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ КОСОКУТНОСТІ БАЗОВОЇ КОМІРКИ МЕТАПОВЕРХНІ НА ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ ФОРМУВАННЯ НЕДЗЕРКАЛЬНОГО ВІДБИТТЯ СВІТЛА .....	26
3.1. Властивості дифракційних порядків у спектрі відбивання метаповерхні із косокутною базовою коміркою .....	26
3.2. Формування недзеркального відбиття відбиваючої метаповерхні з кремнієвих дисків з ромбічною елементарною коміркою .....	29
3.3. Висновки до Розділу 3 .....	29
ВИСНОВКИ .....	31
ЛІТЕРАТУРА .....	32

## ВСТУП

Побудова сучасних оптичних систем потребує створення та розробки різного роду селективних поверхонь, які дозволяють провести селекцію світла за частотою, поляризацією, напрямком розповсюдження тощо. Одним з шляхів створення таких систем є використання дифракційних ґраток, резонансні властивості яких визначаються співвідношенням періоду ґрат до довжини хвилі і є наслідком інтерференції вторинних хвиль, що надходять від різних її частин, у просторі. Прогрес у теорії та технології виготовлення оптичних пласких (планарних) метаматеріалів відкрив можливість використання останніх у якості селективних поверхонь з унікальними характеристиками, які, окрім того, ще можуть і змінюватись під дією світла. В останньому випадку мова йде про керовані метаповерхні, які на цей час активно досліджуються у світі.

В останні декілька років було показано можливість досягнення недзеркального відбиття під час взаємодії світла із метаповерхнею, кожен період якої містить резонансний діелектричний та/або діелектричний елемент. Такий режим відбиття хвилі досягався за рахунок похилого падіння світла на двоперіодичну планарну структуру, період якої менше за довжину хвилі, за кутів падіння, на яких у відбитому полі з'являвся додатковий дифракційний порядок. Більшість відомих результатів стосується найпростішого випадку періодичної структури із квадратною періодичною коміркою. У той же час використання косокутної періодичної комірки може надавати додаткової ступені вільності у формуванні не дзеркального відбиття.

Таким чином, актуальним було дослідження формування недзеркального відбиття у метаповерхні із косокутною періодичною коміркою. Основною метою дослідження було встановити які додаткові ефекти виникають у разі використання косокутної комірки. Все це і пояснює структуру роботи. Перший розділ присвячено огляду основних результатів з

теорії метаповерхонь та, зокрема, не дзеркального відбиття світла від метаповерхні. Другий розділ містить результати аналізу дифракційних порядків у періодичної структури із квадратною та ромбічною періодичною коміркою та дослідженню формування недзеркального відбиття у випадку метаповерхні із стандартною квадратною коміркою. Третій розділ містить результати аналізу спектру відбиття світла від метаповерхні із косокутною ґраткою.

# 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

## 1.1. Метаповерхні та їх використання

До перших робіт з теорії штучних діелектриків напевно слід віднести роботи Бозе, Ліндмана, Кока та інших [1]. Наприклад, в 1898 році Дж. Ч. Бозе провів експеримент з дослідження поляризаційних властивостей структур викривленої конфігурації [2]. Ліндман в 1914 році вивчав властивості штучного середовища, що утворювалось хаотично орієнтованими спіралями вставленими у деяку діелектричну матрицю [3]. А В. Кок запропонував у 1946-1948 [4, 5] мікрохвильові лінзи на основі провідних сфер, дисків та періодично розташованих металевих порожнин. Власне Вінстон Кок і ввів вперше термін «штучні діелектрики», після того як показав у своїх дослідженнях повну аналогію поведінки штучних середовищ з природними діелектриками. Починаючи з цих робіт багато уваги приділялось вивченню штучних діелектриків, магнетиків та провідників різного типу та походження.

Протягом останніх десятиріч активно розвивається новий напрямок в теорії штучних матеріалів, які отримали назву метаматеріали. Першопрохідцем в цьому напрямку можна вважати Джона Пендрі, який у своїх роботах вперше показав можливість існування ідеальної лінзи [6] і плаща-невидимки [7]. За для створення цих унікальних об'єктів потрібно отримати матеріал з одночасно негативними діелектричною та магнітною проникностями. Дж. Пендрі також вперше запропонував конфігурацію штучного матеріалу, який дозволяв би отримати одночасно від'ємні проникності. Слід зазначити, що Пендрі спирався на роботу В.Г. Веселаго [8, 9], в якій було проведено теоретичні дослідження подібного матеріалу та виявлені основні фізичні явища, що притаманні йому.

В наступних роботах цих та інших авторів були розроблені теоретичні основи та проведена експериментальна демонстрація цілої низки унікальних

характеристик метаматеріалів, які відсутні у природних матеріалів, зокрема, той самий негативний показник заломлення, що був передбачений Веселаго та Пендрі [10-15].

Слід зазначити, що в природі матеріалів з від'ємним показником заломлення не існує, а тому, щоб підкреслити цей факт та виділити дослідження в цьому напрямку з загальної теорії штучних діелектриків і було введено поняття метаматеріалу. Початково під метаматеріалом розумілось «штучне композитне середовище з включеннями, розмір яких і відстані між якими набагато менше довжини хвилі зовнішнього випромінювання і з властивостями, що не зустрічаються в природі» [15]. В даному випадку префікс «мета» використовується, щоб підкреслити, що електромагнітні властивості штучного матеріалу мають властивості, що ні яким чином не притаманні його окремим компонентам [16]. Електромагнітний відгук такої структури визначається не тільки властивостями компонентів, з яких утворено композит, але і геометрією і симетрією самої структури.

Унікальні властивості метаматеріалів можуть бути корисними для різних галузей науки та технології.

Так гіперлінзи на основі метаматеріалу [17] дозволяють формувати оптичні зображення об'єктів нанометрових розмірів, які не можливо отримати за допомогою звичайної оптики.

Використання метаматеріалів в антенній техніці це шлях до мініатюризації антенних систем та покращення їх експлуатаційних характеристик [18, 19]. Також метаматеріали запропоновано використовувати для отримання голограм високої роздільної здатності [20, 21]. Також метаматеріали використовувались як перспективний матеріал для поглинаючих та маскуючих покриттів [22].

Побудова трьохвимірних метаматеріалів досить складна, з точки зору технології виготовлення, процедура. Особливо це стосується інфрачервоного та оптичного діапазону. Тому дуже часто на практиці використовуються більш технологічні зразки метаматеріалів, які зазвичай виконуються у

вигляді плаского двоперіодичного масиву металевих або діелектричних розсіювачів. Такий плаский метаматеріал прийнято називати метаповерхнею або планарним метаматеріалом. Такі метаповерхні можуть істотно змінювати фазові і амплітудні властивості світла на відстанях значно менших довжини хвилі.

На цей момент показано цілу низку фізичних ефектів та явищ, які можуть бути досягнуті при використанні метаповерхонь. Наприклад, до них відноситься ефекти відбиття від «стінки з магнетика» [23-25] та «поверхні з високим значенням імпедансу» [26, 27]. Такий магнетик може бути побудований за рахунок використання надтонкого шару діелектрику, один край якого вкрито шаром металу, а на іншій поверхні розташовано періодичний масив із металевих хвилястих нанодротів [28]. Відбиття світла від такої метаповерхні пов'язана із зміною фази магнітної складової електромагнітного поля на відмінну від зміни фази електричної компоненти, що притаманна відбиттю хвилі від звичайного дзеркала. Це може бути використано для поліпшення чутливості фотодетекторів [28].

Крім того, метаповерхні дозволяють отримувати такі ефекти, як асиметричне проходження світла, формування штучної поверхні Гюйгенса, «невидимих» металів та покриттів-невидимків, генерацію кратних гармонік, підсилення люмінесценції та нелінійного відгуку середовища тощо [29-32]. Таким чином, планарні метаматеріали перспективні для розробки нових приладів з унікальними характеристиками.

Так як теорія метаматеріалів починала розвиватись з мікрохвильового діапазону, то найбільш зручним методом формування метаповерхонь було використання мікрополоскових ліній. Але її найбільш перспективні застосування знаходяться у інфрачервоному та оптичному діапазоні, а металам в цих діапазонах притаманні високі дисипативні втрати. Ранні роботи в оптичному діапазоні показали, що хоча ефекти та явища, що були виявлені у мікрохвильовому діапазоні і масштабуються в оптику, але дисипація енергії суттєво погіршує властивості метаповерхонь. Крім того, є

обмеження на товщину металевих нанопроводів, за яких вони діють ще як єдиний об'єкт. Ці розміри обмежені 30-50 нм в залежності від технології виготовлення та частоти металу. З огляду на це, в останні роки бурхливо розвивалась теорія діелектричних метаповерхонь оптичного діапазону. Особливо з огляду на той факт, що найбільш зручними з точки зору технології виготовлення та достатньо високого значення коефіцієнту заломлення в цьому діапазоні є напівпровідники типу кремнію, арсеніду галію, германію тощо. Крім того, у напівпровідниках можна досягти нелінійних явищ за не дуже великих значень інтенсивності полів, що відкрило двері до розробки керованих метаповерхонь.

В більшості діелектричних метаповерхонь оптичного діапазону базовим елементом є диск або паралелепіпед, що обумовлено, з одного боку, простотою виготовлення подібних масивів, а, з іншої, наявністю простих та зрозумілих аналітичних моделей власних коливань таких елементів. У роботах Ю. Ківшара показана перспективність метаповерхонь на основі кремнієвих дисків. Наприклад, показано посилення люмінесценції шару квантових точок, який нанесено на таку метаповерхню, створення нелінійного дзеркала та перспективністю для розробки біосенсорів [33-35].

Резонансний відгук дискових метаповерхонь на світло пов'язаний з формуванням у диску так званих Міє резонансів. Зручність теорії Міє резонансів полягає в тому, що вона дозволяє наглядно уявити спектр власних коливань та спростити аналіз за рахунок введення еквівалентних дипольних та мультипольних моментів для опису конфігурації полів власних коливань. Слід відзначити, що поява у спектрі відбиття метаповерхні того чи іншого власного коливання окремого дискового резонатору залежить від симетрій розподілів електромагнітних полів хвилі, що падає, та відповідного власного коливання. Це призводить до того, що у спектрі розсіяного поля існують так звані резонанси на замкненій моді. Такі резонанси достатньо добре вивчені на цей час [36-39]. Зацікавленість у цих резонансах пов'язана з тим фактом, що, по-перше, їх добротність та інтенсивність локального поля можуть бути

набагато вищі за ці ж величини для звичайного «світлого» резонансу. А, по-друге, добротністю коливання можливо керувати у досить широких межах за рахунок ступеня асиметрії.

Також активно розвивається теорія нелінійних метаматеріалів з метою «управління світлом за допомогою світла». Так у [40] показана перспективність використання планарних періодичних структур в режимі резонансів на замкненій моді на підкладці з нелінійних матеріалів. Тут була досягнута бістабільність спектрів пропускання і відбиття.

## 1.2. Метаповерхня як дзеркало та дифракційна система

Звичайне дзеркало це оптичний пристрій, який дозволяє змінити напрямок поширення світла у широкому спектрі довжин хвиль. Наприклад, металева поверхня дозволяє відбити електромагнітну хвилю майже без втрати інтенсивності в діапазоні від одиниць герц до сотнів терагерц. При цьому на поверхні металу тангенціальні компоненти електричного поля дорівнюють нулю, а магнітного – подвоюються.

Розвиток сучасних технологій, зокрема фотоніки, у той же час потребує створення нових «дзеркал», які здатні змінювати фазу та амплітуду відбитої хвилі складним чином, або забезпечувати відбиття у різних напрямків з можливістю переключення поміж напрямками. Такі властивості можуть демонструвати відбиваючі поверхні із унікальними характеристиками тобто метаповерхнею. Високий ступінь селекції відбиття дзеркала за довжиною хвилі вкрай важлива для розробки чутливих та точних детекторів [41, 42, 43], зокрема детекторів біологічного матеріалу.

Дуже перспективними для практичних застосувань є резонансні масиви, які підтримують у розсіяному полі декілька дифракційних порядків [44]. До таких масивів належать, у тому числі, одноперіодичні планарні ґратки з металевих стрічок або циліндрів. Такі ґратки здавна

використовуються як квазіоптичні поляризатори та їх властивості добре відомі.

Використання надтонких метаповерхонь, що утворюється двоперіодичним субхвильовим масивом діелектричних або металевих елементів на металевому екрані дозволяє отримати недзеркальне та селективне відбиття [45-48]. В цих роботах на основі масиву діелектричних дисків у оптичному діапазоні отримано недзеркальне відбиття світла у метаповерхні. В роботі [49] показана можливість досягнення нелінійного перемикання світла поміж дзеркальним та недзеркальним променями за рахунок не лінійності матеріалу дисків. Але у всіх цих роботах розглядалась проста квадратна періодична комірка. У той же час, інші форми комірки, зокрема косокутня, дозволяють отримати додаткову ступінь вільності у формуванні недзеркального відбиття. Ця робота присвячено виявленню впливу косокутності періодичної комірки на формування недзеркального відбиття світла метаповерхнею.

### 1.3. Висновки

Метаповерхні – основа для побудови унікальних приладів сучасної фотоніки. Останнім часом показана можливість використання метаповерхні у режимі «дифракційної ґратки» за рахунок похилого падіння світла на неї. Двохперіодичність метаповерхні та складна конфігурація періодичної комірки дозволяє суттєво покращити характеристики притаманні «дифракційним ґраткам». Зокрема формування недзеркального відбиття у метаповерхні відбувається за рахунок власних резонансів періодичної комірки. Попередні роботи показують такі ефекти у мета поверхнях з квадратною періодичною коміркою. У той же час, косокутність комірки відкриває додаткові можливості керування не дзеркальним променем.

## 2. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ ФОРМУВАННЯ НЕДЗЕРКАЛЬНОГО ВІДБИТТЯ СВІТЛА МЕТАПОВЕРХНЕЮ ІЗ КВАДРАТНОЮ ПЕРІОДИЧНОЮ КОМІРКОЮ

### 2.1. Постановка задачі та математична модель

В цьому розділі розглянемо задачу дифракції хвилі, що падає під довільним кутом на тонкий двоперіодичний масив, що сформований діелектричними елементами у вигляді циліндрів.

Нехай в області  $z > 0$  розповсюджується плоска електромагнітна хвиля (Рис. 2.1)

$$\mathbf{E}^{(i)} = \mathbf{e}^{(1)} \exp(-i\mathbf{k}^i \mathbf{r}), \quad (2.1)$$

де

$\mathbf{E}^{(i)}$  – вектор напруженості електричного поля,

$\mathbf{e}^{(1)}$  – одиничний вектор поляризації хвилі,

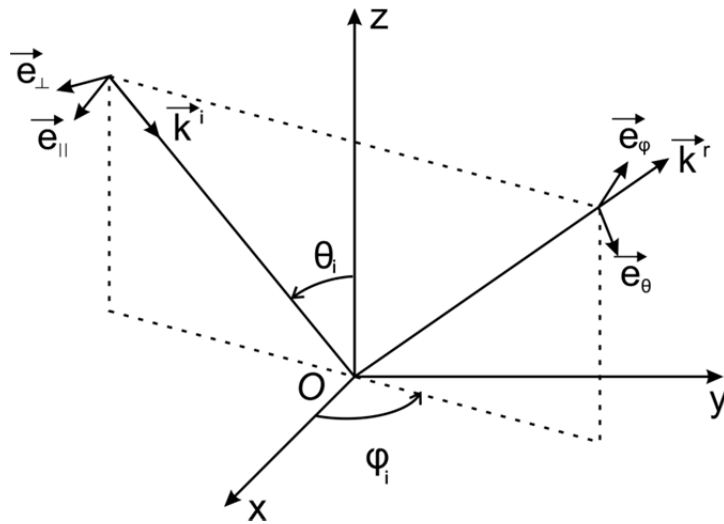
$\mathbf{k}^{(i)}$  – хвильовий вектор, що задає напрямок розповсюдження хвилі,

$\mathbf{r}$  – радіус-вектор,

$i$  – уявна одиниця.

Тут і далі напівжирним курсивом будемо позначати вектори та матриці, а часова залежність обрана у вигляді  $\exp(i\omega t)$ .

Виходячи з Рис. 2.1, можемо хвильове число записати у вигляді  $\mathbf{k}^{(i)} = \mathbf{k}_\perp - \mathbf{e}_z (k^2 - k_\perp^2)$ , де  $\mathbf{k}_\perp = \mathbf{e}_x k \sin \theta_i \cos \phi_i + \mathbf{e}_y k \sin \theta_i \sin \phi_i$  – це компонента хвильового вектора у площині (xOy), тобто поперечна компонента до осі  $z$ . Кути  $\phi_i$  та  $\theta_i$  азимутальний та полярний кути, що визначають напрямок розповсюдження хвилі,  $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ , вектори  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$  – орт-вектори вздовж осей  $x, y$  та  $z$ .



**Рисунок 2.1.** Базиси пов'язані із напрямками поширення падаючої та відбитої хвилі.

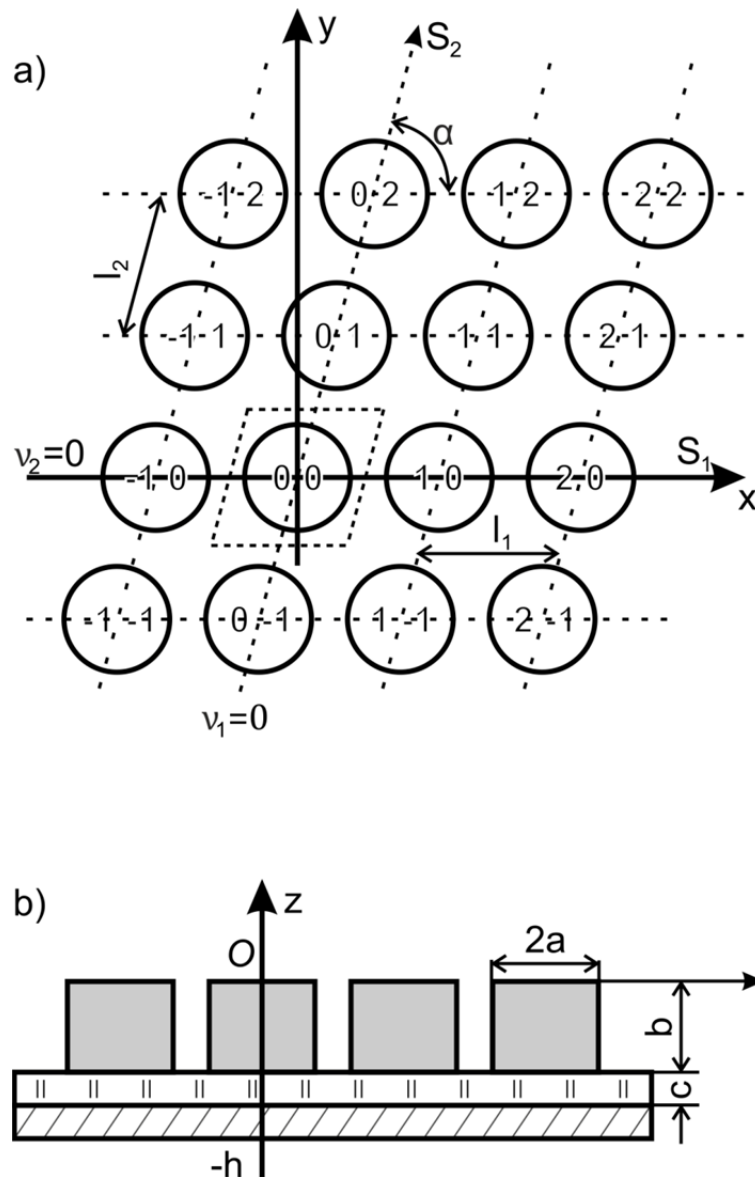
Досліджувана періодична структура розташована у вільному просторі у шарі  $-h < z < 0$ , що є паралельним площині  $xOy$  (див. Рис. 2.2). Структура являє собою періодичний у двох напрямках масив, що сформований діелектричними дисками висотою  $b$  та радіусом  $a$ , із косокутною періодичною коміркою. Вісі періодичності масиву  $s_1$  та  $s_2$  обрані таким чином, що перша з них збігається за напрямком з віссю  $x$ , а друга утворює з нею гострий кут  $\alpha$ . В такому разі ми можемо позначити кожен діелектричний елемент двома індексами  $\nu_1$  і  $\nu_2$ , як показано на Рис. 2.2. Тоді розташування елементів у площині  $z = 0$  визначає радіус-вектор

$$\rho_{\nu_1\nu_2} = \nu_1 l_1 \mathbf{e}_1 + \nu_2 l_2 \mathbf{e}_2,$$

де  $\mathbf{e}_1$  і  $\mathbf{e}_2$  – одиничні вектори, що спрямовані вздовж напрямків осей  $s_1$  та  $s_2$ , а  $l_1$  та  $l_2$  – відповідні періоди масиву в цих напрямках.

При такому визначенні структури та падаючої хвилі можна стверджувати, що кожний елемент масиву збуджуються полем з постійною амплітудою та лінійним фазовим розподілом. Фаза поля, що збуджує елемент  $(\nu_1, \nu_2)$ , визначається рівнянням

$$\varphi_{\nu_1 \nu_2} = (k^i, \rho_{\nu_1 \nu_2}),$$



**Рисунок 2.2.** Періодичний у двох напрямках плаский масив, сформований діелектричними дисками висотою  $b$  та радіусом  $a$ , із косокутною періодичною коміркою.

Для спрощення аналізу задачі розглянемо відбиваючий масив. Тобто періодичний масив діелектричних дисків розташований на діелектричній підкладці товщиною  $c$ , нижня частина якої вкрита металом. Тоді у розсіяному полі буде присутнє лише відбите поле.

Згідно теореми Флоке ми можемо записати повний набір рішень рівняння Гельмгольца в області над періодичним масивом  $z > 0$ , що залежать від координат залежних від координат  $s_1$  та  $s_2$ , у вигляді [50]:

$$S_{mn} = e^{-i(k_1^i + 2\pi m/l_1)s_1} e^{-i(k_2^i + 2\pi n/l_2)s_2} e^{-i\gamma_{mn}z}, \quad (2.2)$$

де  $\gamma_{mn}$  – стала розповсюдження вздовж осі  $z$ .

При написанні виразу (1.2) у прямокутних координатах слід врахувати співвідношення, що встановлюють зв'язок координат  $s_1$  та  $s_2$  з координатами  $x$  та  $y$

$$s_1 = x - y \operatorname{ctg} \alpha, \quad s_2 = y / \sin \alpha$$

та подати компоненту вектору падаючої вздовж осі  $s_2$  хвилі по її  $x$ - та  $y$ -компонентах

$$k_2^i = k_x^i \cos \alpha + k_y^i \sin \alpha, \quad s_2 = y / \sin \alpha$$

Заміни зазначених виразів у (2.2) призводить до

$$S_{mn} = e^{-i\chi_{mn}\rho} e^{-i\gamma_{mn}z}, \quad (2.3)$$

де проекція сталої розповсюдження  $S_{mn}$  гармоніки Флоке на площину  $xOy$  задається формулою

$$\chi_{mn} = e_x \left( k_x^i + \frac{2\pi m}{l_x} \right) + e_y \left( k_y^i + \frac{2\pi n}{l_y} - \frac{2\pi m}{l_x \operatorname{tg} \alpha} \right). \quad (2.4)$$

Тут  $\rho = e_x x + e_y y$ ,  $l_x = l_1$ ,  $l_y = l_2 \sin \alpha$ . Оскільки  $S_{mn}$  – розв'язок рівняння Гельмгольца, то константа поширення вздовж осі  $Oz$  задається формулою

$$\gamma_{mn} = \sqrt{k^2 - \chi_{mn}^2}, \quad \operatorname{Re} \gamma_{mn} \geq 0, \quad \operatorname{Im} \gamma_{mn} \leq 0.$$

Можна показати, що введені рівнянням (2.3) просторові гармоніки відповідають умовам Флоке:

$$S_{mn}(x + l_1, y, z) = S_{mn}(x, y, z) e^{-ik_1^i l_1},$$

$$S_{mn}(x + l_g, y + l_y, z) = S_{mn}(x, y, z) e^{-ik_2^i l_2},$$

де  $l_g = l_2 \cos \alpha$  (Рис. 2.2).

Якщо гармоніка  $S_{mn}$  має дійсну величину  $\gamma_{mn}$  у не дисипативній структурі, то такій гармоніці у відбитому полі буде відповідати пласка хвиля, яка розповсюджується у вільному просторі у напрямку від структури під певним кутом. Легко помітити, що за будь-яких умов гармоніка з індексами  $m = 0, n = 0$  має дійсне значення  $\gamma_{00}$ , а отже, принаймні одна хвиля відбивається від структури за будь-яких параметрів періодичної структури. Цей порядок відповідає дзеркально відбитій хвилі. Дійсно  $\chi_{00} = e_x k_x^i + e_y k_y^i = \mathbf{k}_\perp$ , а  $\mathbf{g}_{00} = -e_z k_z^i$ .

За межами періодичної структури поле можна подати у вигляді суперпозиції парціальних дифракційних хвиль, що поширюються від масиву та вздовж нього:

$$\mathbf{E}^{(1)} = \mathbf{E}^{(1i)} + \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \mathbf{a}_{mn}^{(1)} \exp(-i\mathbf{k}_{mn}^r \mathbf{r}), \quad z > 0 \quad (2.5)$$

Тут  $\mathbf{a}_{mn}^{(1)}$  та  $\mathbf{k}_{mn}^r = \chi_{mn} + e_z \gamma_{mn}$  – амплітуди та хвильові вектори парціальних хвиль у відбитому полі.

## 2.2. Аналіз кількості дифракційних променів у відбитому полі метаповерхні

Скористаємось описом відбитого поля у вигляді суперпозиції парціальних хвиль (2.5) та описом властивостей цих хвиль (2.2)-(2.4) та проведемо аналіз кількості дифракційних променів, що існують у відбитому полі в дальній зоні. Умова  $\gamma_{mn} = 0$  дозволяє визначити геометричні параметри досліджуваної структури, що забезпечують появу у відбитому полі в дальній зоні додаткового дифракційного (m,n) променя за певної

частоти та напрямку розповсюдження падаючої хвилі. Виходячи з цієї умови отримуємо співвідношення:

$$\chi_{mn}^2 = k^2.$$

яке дозволяє, спираючись на (2.4), отримати вираз для критичної нормованої частоти  $(n, m)$  моди Флоке:

$$\left(l_1/\lambda\right)_{mn}^{kr} = \frac{1}{\cos^2 \theta} \left[ A + \sqrt{A^2 + (m^2 + \tilde{n}^2) \cos^2 \theta} \right], \quad (2.6)$$

де введені наступні позначення  $A = \sin \theta (m \cos \varphi + \tilde{n} \sin \varphi)$ ,  $\tilde{n} = \frac{n}{\eta} - \frac{m}{\tan \alpha}$ ,

$$\eta = \frac{l_y}{l_x}.$$

Формула (2.6) дозволяє визначити критичну частоту для будь-якого дифракційного порядку для визначених кутів  $\theta$  та  $\phi$ , періоди структури  $l_1$  та  $l_2$ , а також кут  $\alpha$ , який задає форму косокутної комірки. Отже ми можемо визначити області параметрів досліджуваної структури та падаючої хвилі, які забезпечують той, чи інший режими взаємодії світла із структурою.

Спочатку проаналізуємо періодичну структуру із прямокутною періодичною коміркою ( $\alpha = 90^\circ$ ). У цьому випадку  $O s_2 = O y$ . Крім того, для визначеності приймемо  $\phi = 0$ . У такому разі (2.6) приймає вигляд

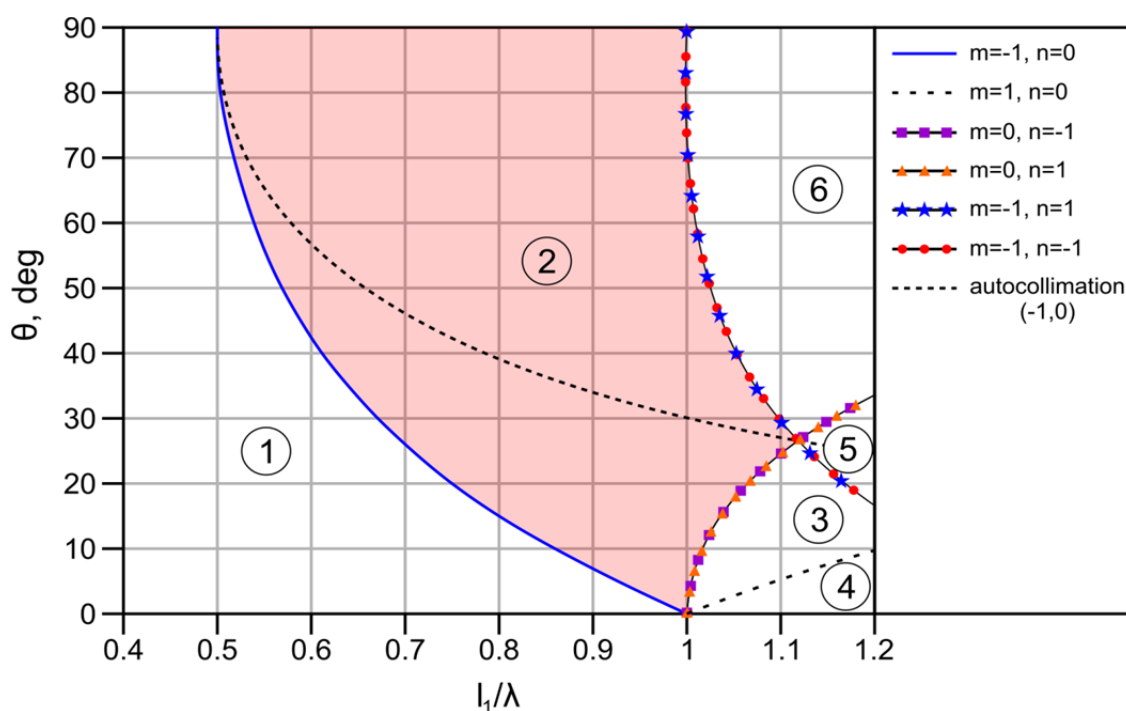
$$\left(l_1/\lambda\right)_{mn}^{kr} = \frac{1}{\cos^2 \theta} \left[ m \sin \theta + \sqrt{m^2 + n^2 \left(l_1/l_2\right) \cos^2 \theta} \right]. \quad (2.7)$$

Відмітимо, що другий доданок у квадратних дужках додатний. Це призводить до того, що найменша критична частота за умови гострого кута

$\theta$  відповідатиме випадку  $m = -1$  та  $n = 0$ , тобто лінія  $\left(l_1/\lambda\right)_{-10}^{kr} = \frac{1 - \sin \theta}{\cos^2 \theta}$

буде поділяє область параметрів задачі дифракції, на дві частини. В одній з цих областей існує лише нульовий порядок, тобто лише дзеркально відбита хвилі, а другий відповідатиме ситуації, за якій у відбитому полі разом з дзеркальним відбиттям виникає принаймні один не дзеркальний промінь.

Рис. 2.3 подає діаграму зон із різною кількістю дифракційних порядків у відбитому полі за умови квадратної періодичної комірки ( $\alpha = 90^\circ$ ,  $\phi = 0$  та  $l_1 = l_2$ ). Зона 1 параметрів задачі відповідає випадку існування лише дзеркального променя  $(0, 0)$ . Зона 2 являє собою зону, в якій у відбитому полі спостерігається додатковий дифракційний порядок  $(-1, 0)$ . Оскільки в рівняння (2.7)  $n$  входить у вигляді квадрату, то дифракційні порядки  $(m, n)$  та  $(m, -n)$  вироджені. Це ми бачимо і на малюнку Рис. 2.3. Таким чином у зонах 3 та 6 у відбитому полі формується вже 3 додаткові не дзеркальні промені (в зоні 3 –  $(0, 1)$  та  $(0, -1)$ ), а в зоні 6 –  $(-1, 1)$  та  $(-1, -1)$ ). У зоні 4 таких променів вже 4, а у зоні 5 – їх 5. Зазначимо, що обираючи не квадратну, а прямокутну комірку, ми можемо змінювати порядок розташування критичних частот дифракційних порядків.



**Рисунок 2.3.** Діаграма зон, що відповідають різній кількості дифракційних гармонік, що розповсюджуються для різних значень кута падіння хвилі  $\theta$  та нормалізованої частоти  $l_1/\lambda$ .

Найбільш простим для аналізу та можливості досягнення повного недзеркального відбиття у разі використання метаповерхні (періодичної структури з періодом меншим за довжину хвилі, яка здатна резонансним чином взаємодіяти із світлом) є зона 2, в якій існує лише 1 додатковий дифракційний промінь.

Цікавим з точки зору застосування є так званий режим автоколімації. В такому режимі відбитий не дзеркальний промінь прямує в напрямку протилежному до напрямку розповсюдження падаючої хвилі. Тобто  $\mathbf{k}_{-10}^{(r)} = -\mathbf{k}^{(1i)}$ . Легко побачити, що це досягається за умови:  $\chi_{-10} = -k_{\perp}$ , або

$$l_1/\lambda_{-1,0}^{auto} = \frac{1}{2 \sin \theta \cos \varphi}.$$

Лінія, що відповідає цьому режиму представлена на Рис. 2.3, як пунктирна лінія «autocollimation (-1,0)».

### 2.3. Формування недзеркального відбиття відбиваючої метаповерхні з кремнієвих дисків на металевій підкладці

Для розуміння особливостей формування недзеркального відбиття розглянемо дифракцію ТЕ- та ТМ-хвиль на періодичному масиві кремнієвих дисків, які розташовані на металевому екрані (Рис. 2.2). Диски мають висоту  $b$  та радіус  $a$  та характеризуються діелектричною проникністю  $\varepsilon_{Si} = 11,9$  та тангенсом кута втрат на рівні  $\operatorname{tg} \delta_{Si} = 10^{-3}$ . Такі значення матеріальних параметрів характерні для кремнію у ближньому інфрачервоному діапазоні. Металевий екран та періодичний масив розділені прошарком плавленого кварцу (силіка) завтовшки  $c$ . Силіка у ближній інфрачервоній області є бездисипативним діелектриком з діелектричною проникністю  $\varepsilon_{SiO_2} = 2,1$ . Під ТЕ-хвилею тут розуміємо пласку електромагнітну хвилю, напруженість електричного поля якої має лише компоненту вздовж осі Оу, тобто

$e_1 = e_{\perp} = e_y$ . ТМ-хвиля характеризується вектором поляризації

$$e_1 = e_{\parallel} = -e_x \cos \theta - e_z \sin \theta \text{ (Рис. 2.1)}$$

Чисельний розв'язок відповідних задач дифракції проводився на основі Comsol Multiphysics, який використовує для розв'язання відповідних диференціальних рівнянь метод скінченних елементів у частотній області. З цією метою у проєкті Comsol формувалась періодична комірка певної форми, на її бічних сторонах задавались періодичні умови, нижня грань, на якій була розташована метаповерхня задавалась як ідеальний провідник (PEC). На верхній грані задавався хвильовий порт на якому описувались всі просторові гармоніки, які можуть розповсюджуватись у вільному просторі. Кількість та склад просторових гармонік можна обчислити в автоматичному режимі за допомогою Comsol, але ми задавали їх в ручну, щоб бути впевненими у тому, що всі гармоніки враховані. Слід зазначити, що порівняння очікуваного спектру дифракційних порядків з тим, що обчислюється автоматично, проводились регулярно. На порту задавалась також хвиля, що падає: амплітуда, кути  $\theta$ ,  $\phi$ .

Дискова метаповерхня доволі гарно вивчена для випадку нормального падіння світла [51-53]. Відомо, що резонансні властивості таких метаповерхонь у довгохвильовому наближенні визначаються з Мі-резонансами, які можна також ідентифікувати, як  $TE_{01\delta}$  – ,  $HE_{11\delta}$  – та  $EH_{11\delta}$  – коливання відкритого циліндричного резонатору [51]. Власні розподіли полів, що характерні для цих коливань можуть бути промодельовані у вигляді магнітних та електричних диполів, що орієнтовані або вздовж осі диску ( $TE_{01\delta}$  – коливання), або перпендикулярно осі ( $TE_{01\delta}$  – ,  $HE_{11\delta}$  – коливання). Слід зазначити, що зазначені коливання пов'язані із умовами резонансів  $TE_{01}$  – хвилі та гібридних  $HE_{11}$  – та  $EH_{11}$  – хвиль діелектричного циліндричного хвилеводу у резонаторі. Отже третій індекс  $\delta$  відображає той факт, що по висоті резонатору розміщується майже ціла

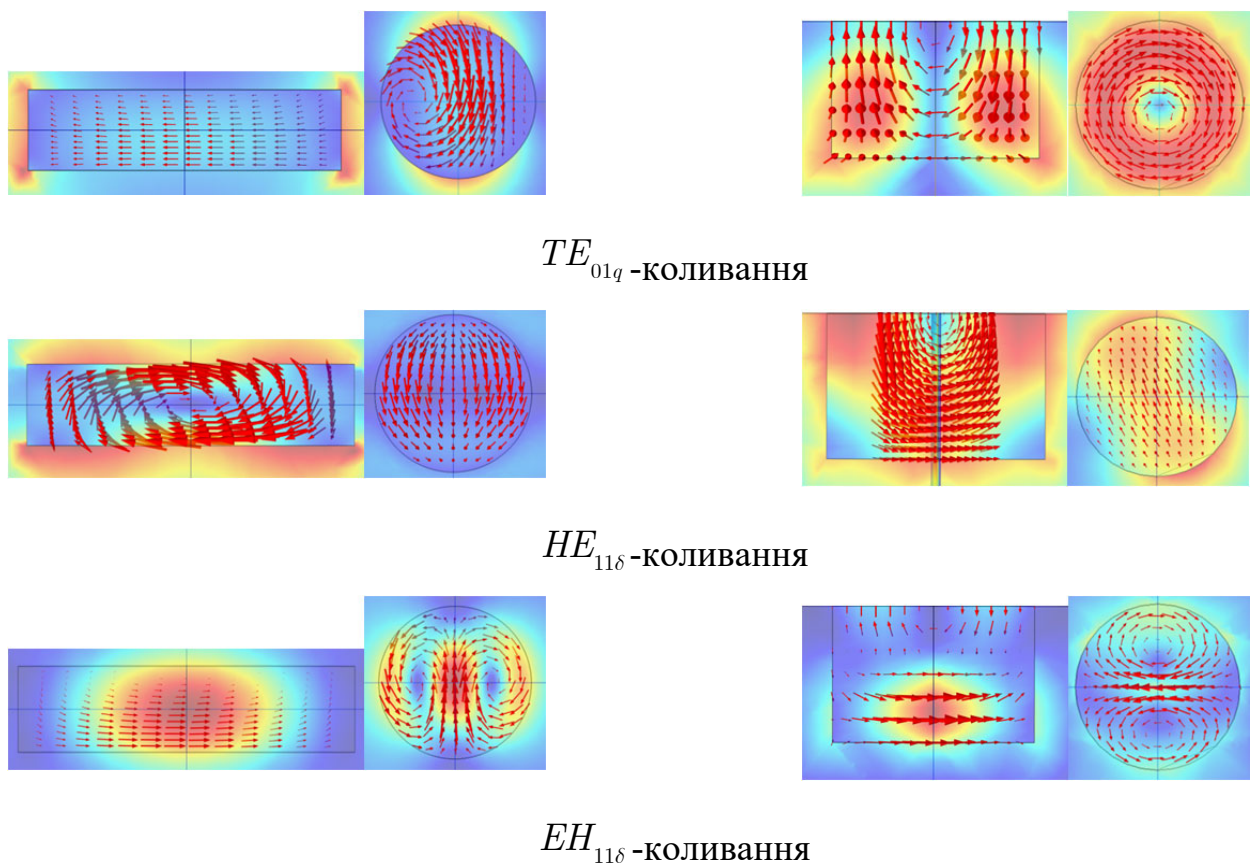
половина довжини відповідної хвилі. Більш детальну інформацію можна отримати у [51, 54]. Резонанси коливання більш високого порядку можуть бути асоційовані із електричними або магнітними мультиполями.

Відмітимо, що у дисковій метаповерхні, яка розташована у вільному просторі основним є  $TE_{01\delta}$  – резонансом, а гібридні  $HE_{11\delta}$  – та  $EH_{11\delta}$  – коливання є більш високочастотними. У той же час основний резонанс не може збуджуватись у симетричній дисковій метаповерхні пласкою хвилею, що падає нормально на метаповерхню. Це пояснюється симетріями власного поля коливання та падаючої хвилі. Отже, у такому основними коливаннями у спектрі відбиття дискової метаповерхні є  $HE_{11\delta}$  – та  $EH_{11\delta}$  – коливання. Крім того, ці коливання суттєво по різному залежать від геометричних параметрів диску, що дозволяє змінювати їх взаємне розташування за потребою.

Оскільки ми шукаємо недзеркальне відбиття, то вочевидь, нам потрібно розглянути похиле падіння хвилі на метаповерхню, щоб забезпечити існування декількох дифракційних порядків у відбитому полі. За таких умов  $TE_{01\delta}$  – резонансом вже не буде замкненим, тобто може збуджуватись у структурі. Відмітимо, що оцінити кут падіння за яких у відбитому полі існує додатковий дифракційний порядок можна скористатись діаграмою на Рис. 2.3. У той же час, щоб обчислити кут під яким промінь  $(-1, 0)$  потрібно обчислити  $\chi_{-10}$  за допомогою (2.4).

Зазначимо, що моделювання прозорої метаповерхні показало, що ефективно збудження недзеркального променя у полях, що відбилися та пройшли, спостерігається на частотах всіх трьох основних резонансів. Але, в такому разі, енергія поділяється поміж цими променями навпіл. Це пояснюється тим, що фактично метаповерхню можна замінити на періодичний у двох напрямках масив ефективних диполів, які, звісно, випромінюють в обидві сторони. Щоб досягти повного недзеркального відбиття потрібно встановити металевий екран, який обмежить напрямом

випромінювання цього масиву. Але наявність металевого екрана драматичним чином впливає на власні коливання циліндричного резонатору. Це пов'язано з тим, що всі електричні коливання, яким притаманні тангенціальні компоненти поля на нижньому торці циліндру будуть або виключені зі спектру власних коливань, якщо резонатор знаходиться у контакті з металом ( $\epsilon = 0$ ), або зсунуті у більш високочастотну область ( $\epsilon \neq 0$ ). У той же час, для  $HE_{11\delta}$  – коливання, якому притаманне формування магнітного диполя, приведення циліндру у контакт з металевим екраном фактично збільшує вдвічі його висоту, тобто цей резонанс суттєво зміщується у низькочастотну область. На Рис. 2.4 показані розподіли полів для 3-х основних резонансів у диску за умови розташування його у вільному просторі та при розташуванні його на металевому екрані, який демонструє описаний вище факт.



**Рисунок 2.4.** Характерні розподіли електричного поля у діелектричному циліндрі, який є базовим елементом прозорою (ліва колонка) та відбиваючої (права колонка) метаповерхні на частотах її резонансів.

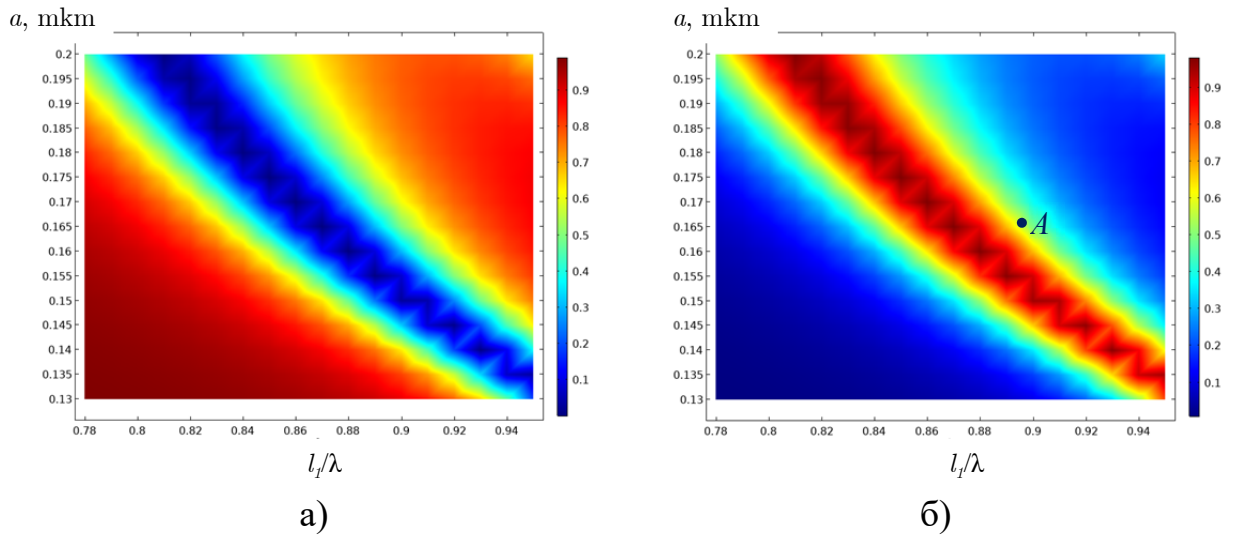
Таким чином, основним коливанням для відбивної дискової метаповерхні, що розташована на металевому екрані є  $HE_{11\delta}$  – коливання. Іншою унікальною рисою цього коливання є той факт, що воно має обидві компоненти електричного поля вздовж та поперек осі циліндру. Це призводить до того, що хвилі ТЕ- та ТМ-поляризацій однаково гарно збуджують це коливання у циліндрі, що забезпечує їх резонансну взаємодію із метаповерхнею.

Після оптимізації параметрів відбиваючої метаповерхні вдалось досягти резонансу повного недзеркального відбиття. Результати моделювання такого відбиття наведені у вигляді кольорових карт залежності коефіцієнтів відбиття у дзеркальний  $|r_{(0,0)}|^2$  та недзеркальний  $|r_{(-1,0)}|^2$  промені від радіусу диску та нормованої частоти на Рис. 2.5. Бачимо формування області резонансного недзеркального відбиття за рахунок взаємодії пласкої ТЕ-поляризованої хвилі із гібридним  $HE_{11\delta}$  – коливанням дискового резонатору. На Рис. 2.5(б) наведено точку А, яка відповідає авто колімаційному режиму відбивання хвилі за умови  $\theta = 35^\circ$ ,  $l/\lambda = 0,87$ .

Для хвилі ТМ-поляризації спектр коливань, що збуджується у окремому діелектричному дисковому резонаторі дещо відрізняється від випадку ТЕ-поляризації. Зокрема, з'являються додаткові коливання вищого порядку з магнітним мультиполем поблизу нижньої границі диску, що пов'язано з їх зсувом у низькочастотну область за рахунок металевого екрану, подібно до того, що спостерігається у випадку  $HE_{11\delta}$  – коливання. Але і тут останнє коливання залишається основним. Це відкриває шлях до створення недзеркального відбиття, що зберігає поляризаційний стан випромінювання.

Рис. 2.6 демонструє формування відбиття, яке зберігає поляризаційний стан випромінювання, у автоколімаційному режимі. Бачимо, що для обох типів поляризації в умовах виникнення у системі авто колімаційного відбиття

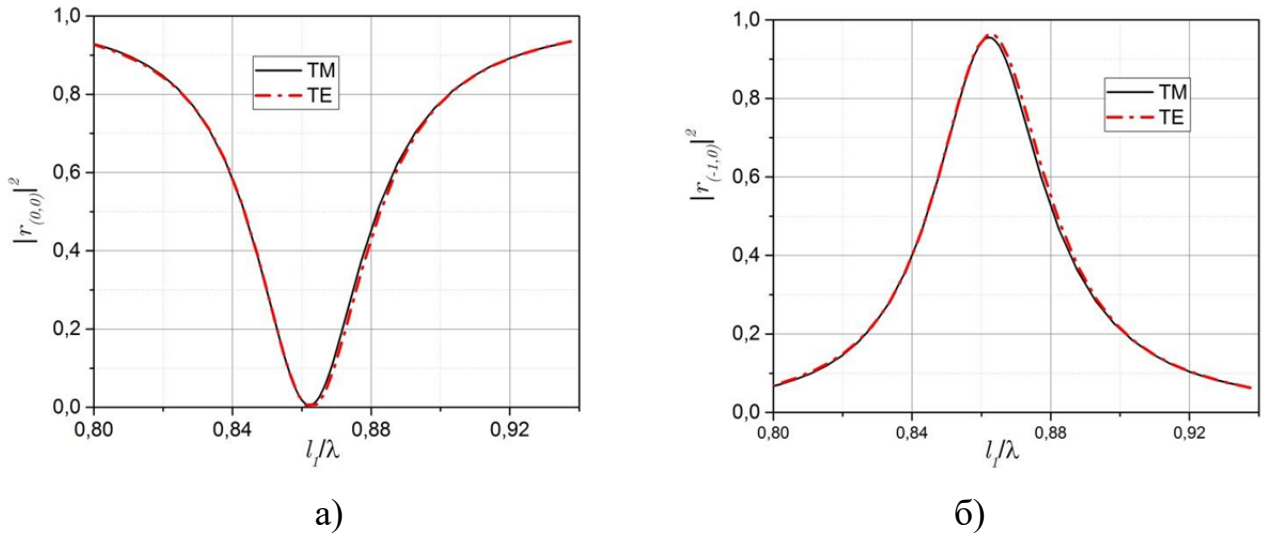
дзеркальне відбиття обертається на нуль. Перетворення енергії світла у автоколімаційний промінь сягає 92-94 %, що є дуже високим показником. Обмеження рівня відбиття пов'язано із дисипацією енергії у системі.



**Рисунок 2.5.** Залежності коефіцієнтів відбиття у дзеркальній  $|r_{(0,0)}|^2$  (а) та не дзеркальній  $|r_{(-1,0)}|^2$  (б) дифракційні порядки від радіусу дисків та частоти для випадку падіння ТЕ-поляризованої хвилі під кутом  $\theta = 35^\circ$  на відбиваючу дискову метаповерхню із квадратною періодичною коміркою:  $l_x = l_y = 0,75$  мкм,  $b = 0,075$  мкм та  $c = 0,01$  мкм.

За наявності діелектричної підкладки фізична картина дещо змінюється. Навіть при дуже малих товщинах  $c$  підкладки резонанси недзеркального відбиття для ТЕ- та ТМ-хвиль більше не співпадають за частотою. Цей факт пояснюється тим, що змінюються умови збудження резонансу полями цих хвиль. Більш того при збільшенні нерезонансної підкладки ефект металевого екрану починає знижуватись, що призводить до збільшення робочої частоти  $HE_{11\delta}$  – коливання та зменшення частот  $TE_{01\delta}$  –  $EH_{11\delta}$  – коливань (рис. 2.6). Цей факт дозволяє вибором товщини підкладки

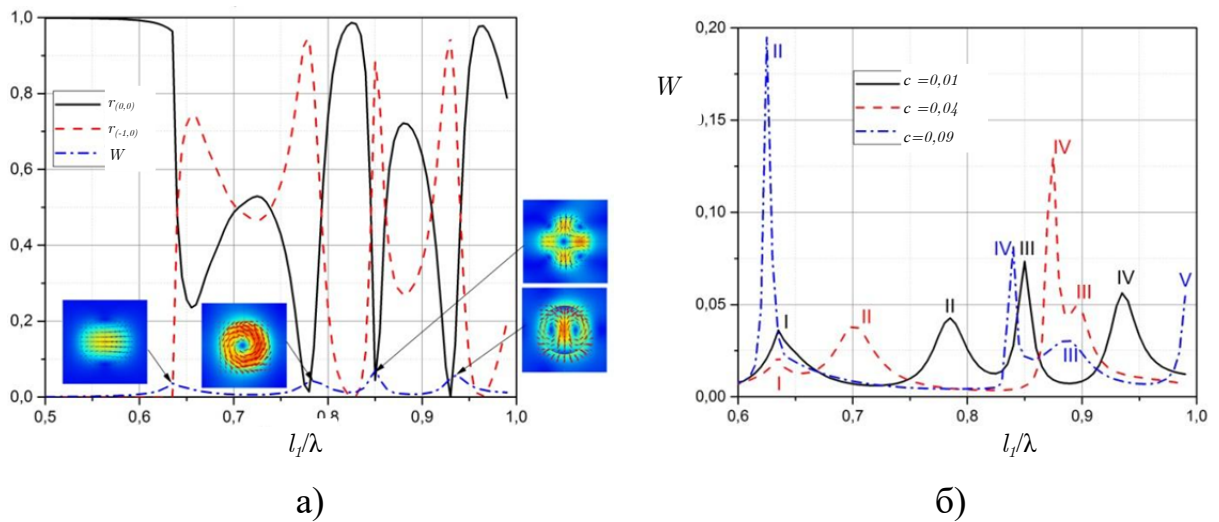
с керувати взаємним положенням резонансів на частотній шкалі, зокрема, досягти перекриття резонансів. Слід відмітити, що у разі перекриття декількох резонансів можна сформувати зону з достатньо високим рівнем перетворення світла у недзеркальний промінь (Рис. 2.7).



**Рисунок 2.6.** Повне резонансне автоколімаційне відбиття світла із збереженням поляризаційного стану дисковою метаповерхнею, що розташовано безпосередньо на металевому екрані. Параметри метаповерхні  $l_x = l_y = 0,75$  мкм,  $a = 0,155$  мкм,  $b = 0,075$  мкм та  $\theta = 35^\circ$ .

#### 2.4. Висновки до Розділу 2

В розділі отримані формули, що дозволяють виявити області параметрів задачі дифракції хвилі на метаповерхні, які відповідають формуванню довільної кількості дифракційних променів у полі, що відбивається та проходить, у дальній зоні. На основі цих формул визначені параметри дискової метаповерхні, яка здатна ефективно перетворювати енергію світла у перший дифракційний промінь відбитого поля. Таке перетворення може сягати величини більше 90 %.



**Рисунок 2.7.** Частотні залежності коефіцієнтів відбиття для різних дифракційних променів (а) та поглинання  $W$  (а,б) для різних товщин підкладки  $c$  відбивної метаповерхні.  $l_x = l_y = l_1 = 0,7$  мкм,  $a = 0,2$  мкм,  $b = 0,1$  мкм та  $\theta = 35^\circ$ . а)  $c = 0,01$  мкм.

Показано, що формування недзеркального відбиття пов'язано із збудженням власних коливань дискових резонаторів з яких утворена відбивна метаповерхня.

За умови розташування кремнієвих дисків прямо на металевій підкладці можливо утворення недзеркального відбиття із збереженням поляризації світла.

### 3. ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ КОСОКУТНОСТІ БАЗОВОЇ КОМІРКИ МЕТАПОВЕРХНІ НА ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ ФОРМУВАННЯ НЕДЗЕРКАЛЬНОГО ВІДБИТТЯ СВІТЛА

3.1. Властивості дифракційних порядків у спектрі відбивання метаповерхні із косокутною базовою коміркою

Дослідимо вплив косокутності періодичної комірки ( $0 < \alpha < 90^\circ$ ) на формування зон з довільною кількістю дифракційних променів у розсіяному полі. Для визначеності оберемо випадок ромбічної комірки  $l_1 = l_2$  та  $\phi = 0$  (Рис. 2.2). Такі спрощення дозволяють перетворити рівняння (2.7) на наступне:

$$\left(l_1/\lambda\right)_{mn}^{kr} = \frac{1}{\cos^2 \theta} \left[ m \sin \theta + \sqrt{m^2 + \left(\frac{n}{\sin \alpha} - \frac{m}{\operatorname{tg} \alpha}\right)^2 \cos^2 \theta} \right]. \quad (3.1)$$

На відміну від (2.7) куди  $n$  входило як квадратичний множник, який лише збільшував значення кореня, в даному випадку під коренем стоїть різниця  $n - m \cos \alpha$ , що може призводити до того, що основним вищим порядком може виявлятися не промінь  $(-1, 0)$ , а промінь  $(-1, -1)$ . Така ситуація спостерігається за умови  $|\cos \alpha| > |n + \cos \alpha|$ , отже частота відсічки  $(-1, -1)$  дифракційного променя буде менша за частоту  $(-1, 0)$  для всіх  $\alpha < 60^\circ$ . У той же час для  $\alpha = 60^\circ$  взагалі не буде існувати області в якій можливо існування лише двох променів. В цьому випадку промені  $(-1, 0)$  та  $(-1, -1)$  є виродженими і поява одного з них тягне за собою появу іншого.

Ключовою особливістю променя  $(-1, -1)$  є той факт, що цей промінь лежить за межами площини падіння, тобто його хвильовий вектор навіть за умови  $\phi = 0$  визначається вектором

$$e_x \left( k \sin \theta - \frac{2\pi}{l_1} \right) + e_y \frac{2\pi (\cos \alpha - 1)}{l_1 \sin \alpha} + e_z \gamma_{-1-1}.$$

Рис. 3.1 демонструє залежність від кута косокутності періодичного масиву ( $\alpha$ ) зони параметрів періодичної системи із ромбічною коміркою, в якій у відбитому полі спостерігається лише 2 промені: дзеркальний та 1 додатковий не дзеркальний  $((-1, 0))$ . Кольорова зона відповідає метаповерхні із квадратною елементарною коміркою  $\alpha = 90^\circ$ , а всі інші зони розраховані для ромбічних комірок із зменшенням гострого куту ромбу на  $10^\circ$ , тобто для кутів  $\alpha = 80^\circ, 70^\circ, 60^\circ$ . Бачимо, що ширина зони зменшується, а за умови  $\alpha = 60^\circ$  зона із двома дифракційними променями у відбитому полі зникає. Це відбувається внаслідок того, що частота відсічки дифракційного порядку  $(-1, 0)$  збільшується із зменшенням  $\alpha$ , а частота відсічки порядку  $(-1, -1)$  зменшується.

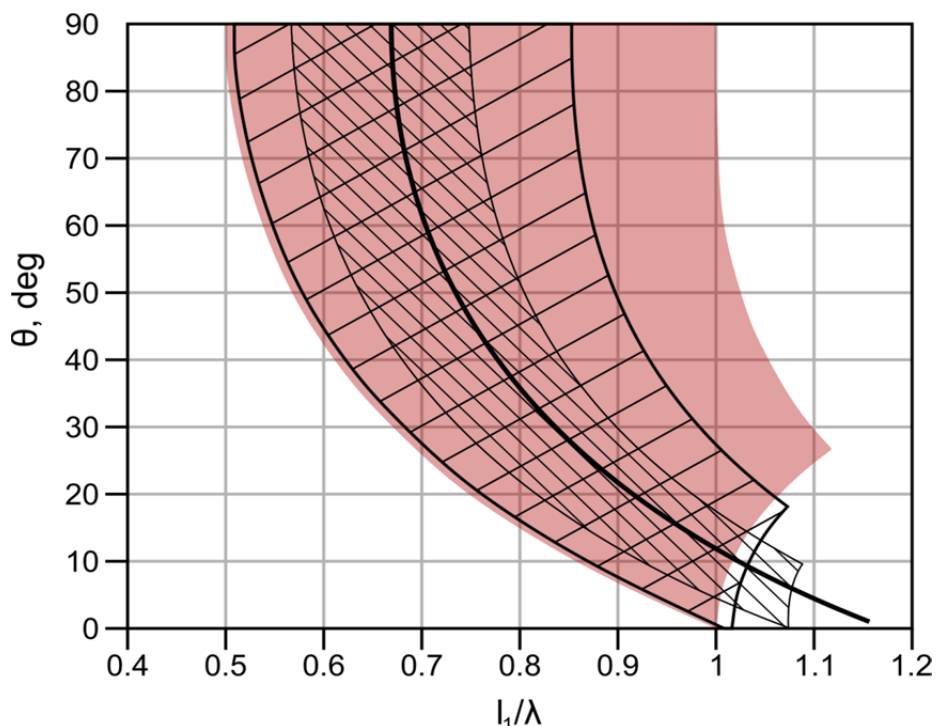
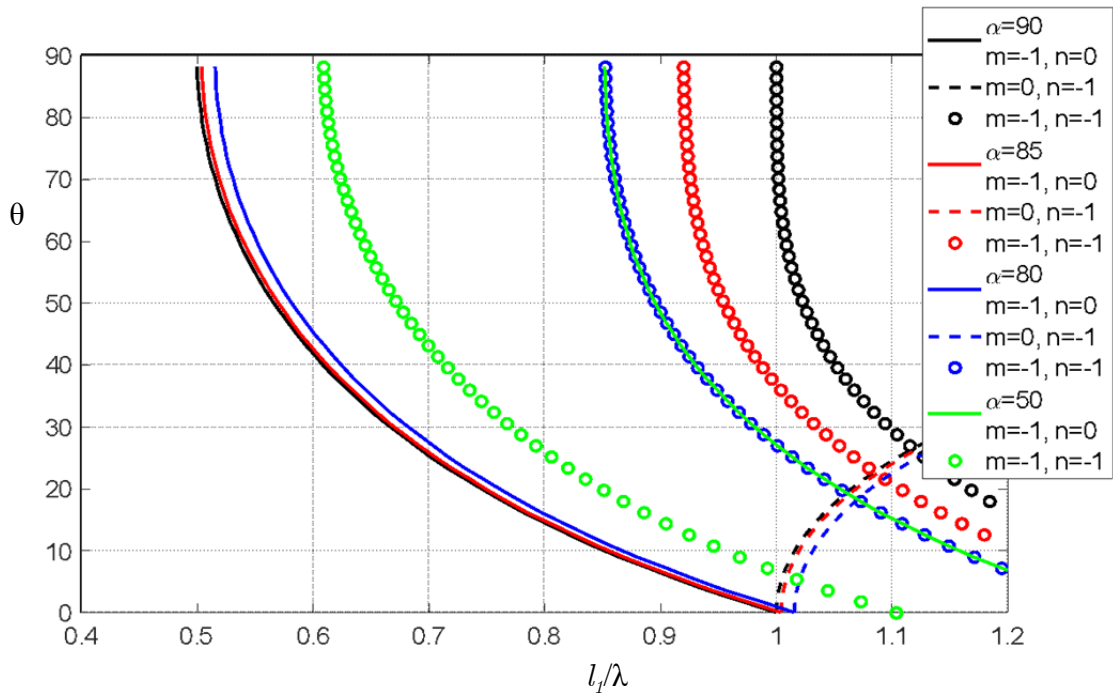


Рисунок 3.1. Діаграма зон метаповерхні з ромбічною коміркою для різних кутів  $\alpha$ , які відповідають формуванню у відбитому полі лише двох дифракційних променів: дзеркального  $(0,0)$  та недзеркального  $(-1,0)$ .

Подальше зменшення куту  $\alpha$  призведе до поступового збільшення цієї зони, але в цій зоні додатковим дифракційним променем вже буде  $(-1, -1)$  промінь (див. рис. 3.2  $\alpha = 50^\circ$ ).



**Рисунок 3.2.** Зони для різних значень кута  $\alpha$ , які відповідають формуванню у відбитому полі метаповерхні із ромбічною коміркою лише двох дифракційних променів: дзеркального  $(0,0)$  та недзеркального. В якості останнього може виступати або  $(-1,0)$  промінь, або  $(-1,-1)$ . Зони обмежені суцільною лінією та лінією з кілець однакового кольору.

Таким чином, косокутність елементарної комірки метаповерхні дозволяє реалізувати сценарій, в якому у відбитому світлі формується додатковий недзеркальний дифракційний промінь, який не лежить у площині падіння.

### 3.2. Формування недзеркального відбиття відбиваючої метаповерхні з кремнієвих дисків з ромбічною елементарною коміркою

Рис. 3.3 демонструє частотні залежності коефіцієнтів дзеркального та недзеркального відбиття для різних поляризацій хвилі, що падає, на метаповерхню з ромбічною елементарною коміркою для різних значень гострого кута ромбічної базової комірки. Бачимо, що за кута  $\alpha = 55^\circ$  та  $l_1 / \lambda \approx 0,87$  не дзеркальний промінь пов'язаний із дифракційним порядком  $(-1, -1)$ .

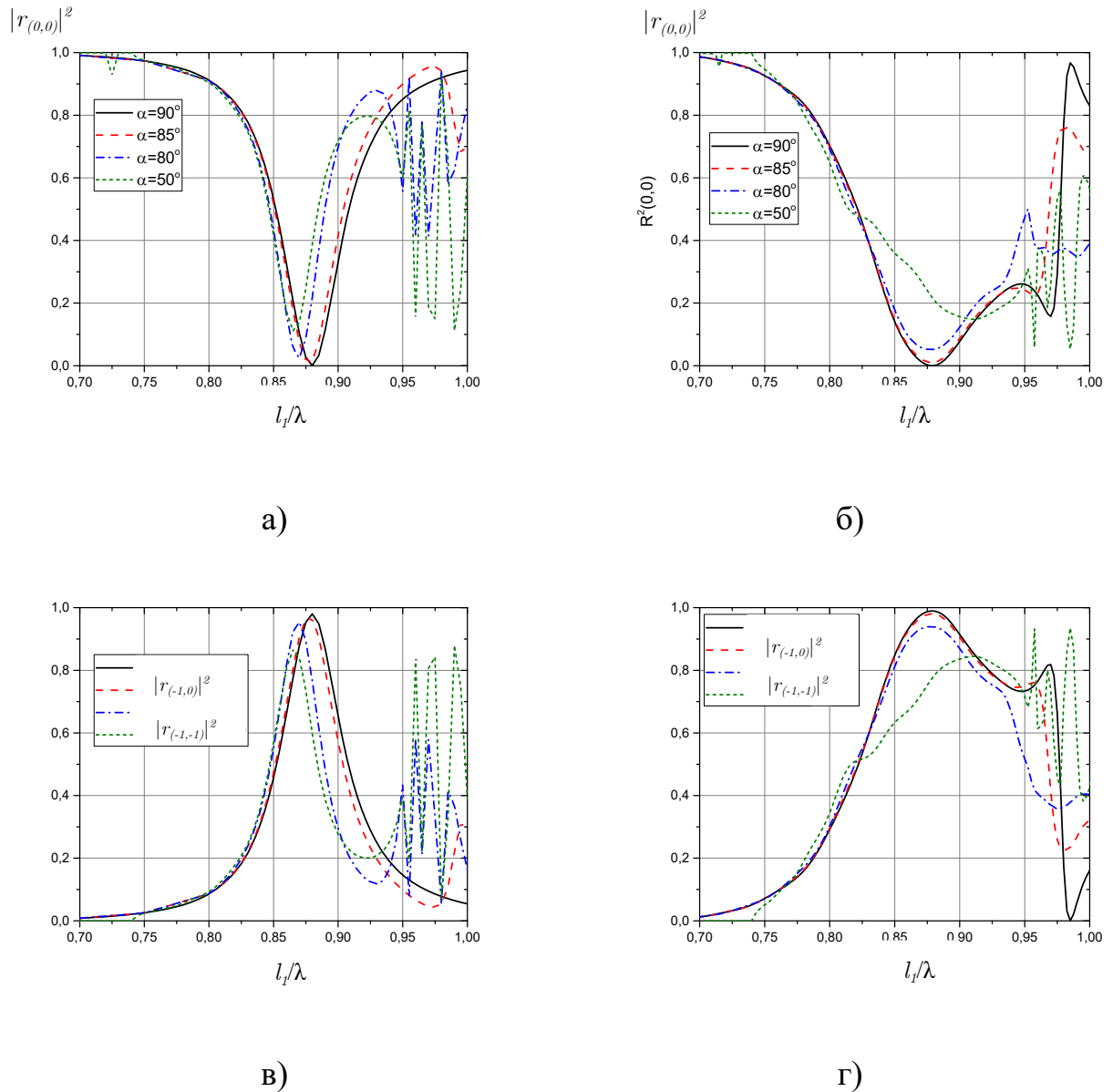
Також легко помітити, що причиною формування недзеркального відбиття є резонанс саме дискового резонатору, а тому зміна дифракційного порядку, що поширюється не впливає на появу недзеркального відбиття, але амплітуда такого перетворення знижується. Як показує чисельний аналіз з врахуванням всіх дифракційних порядків в такому разі виникає ще кросполяризований дифракційний промінь  $(-1, -1)$ , але його амплітуда значно менша.

Цікаві результати були отримані і для ромбічної комірки з  $\alpha = 60^\circ$ , для якої дифракційні промені  $(-1 - 1)$  та  $(0, -1)$  вироджені. В цьому разі у відбитому полі формуються відразу чотири додаткові ненульові промені (обидва променя та обидві поляризації) з амплітудами, які однакові для променів з однакою поляризацією. Це дуже цікава ситуація, яка потребує додаткового вивчення.

### 3.3. Висновки до Розділу 3

В розділі досліджено вплив косокутності періодичної комірки на формування недзеркального відбиття світла метаповерхнею. Показано, що можливість досягнення такого відбиття є внутрішньою характеристикою елемента, який утворює масив та не залежить від форми комірки. У той же

час, косокутність за певних параметрів дозволяє вивести не дзеркальний промінь з площини падіння. Крім того, за умови  $\alpha = 60^\circ$  за рахунок виродження двох дифракційних порядків можна досягти багатопроменевого відбиття з рівномірним розподілом енергії поміж променями



**Рисунок 3.3.** Частотні залежності коефіцієнтів дзеркального відбиття  $(0,0)$  (а,б) та недзеркального у промені  $(-1,0)$  або  $(-1,-1)$  (в,г) для обох поляризацій хвиль ( $TE$ - (ліва колонка) та  $TM$ - (права колонка)) від дискової метаповерхні із ромбічною періодичною коміркою.  $l_1 = 0,75$  мкм,  $a = 0,15$  мкм,  $b = 0,08$  мкм та  $\theta = 35^\circ$ .

## ВИСНОВКИ

В роботі досліджено особливості формування недзеркального відбиття від оптичної відбивної дискової метаповерхні за умови похилого падіння пласкої хвилі. Показано, що за використання масиву дисків, що розташовується на металевому екрані можливо досягти перетворення світла у недзеркальний промінь із збереженням інтенсивності на рівні 95-97 % та поляризаційного стану світла.

Виявлено, що за формування недзеркального відбиття відповідають резонанси дисків, що дає можливість формувати доволі складний частотний профіль недзеркального променя за рахунок об'єднання декількох власних коливань періодичної комірки.

Додаткових можливостей надає використання метаповерхонь з косокутною базовою коміркою. В цьому разі за певних умов можливо вивести не дзеркальний промінь за межі площини падіння. Крім того можна досягти 2-х та 4-х променевого відбиття з селекцією за поляризацією хвилі.

Подальші дослідження в цій області повинні бути орієнтовані на ускладнення базової комірки, наприклад, використання кластерної геометрії, шестигранної форми тощо.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Engheta N., Ziolkowski R. W. (ed.). *Metamaterials: physics and engineering explorations*. – John Wiley & Sons, 2006.
2. Bose J. C. On the rotation of plane of polarisation of electric waves by a twisted structure // *Proceedings of the Royal Society of London*. – 1898. – T. 63. – №. 389-400. – С. 146-152.
3. K.F. Lindman. Om en genom ett isotropt system av spiralformiga resonatorer alstrad rotationspolarisation av de elektromagnetiska vågorna. — *Öfversigt af Finska Vetenskaps- Societetens förhandlingar. A. Matematik och naturvetenskaper*. – Vol. LVII, № 3, 1914 – 1915, pp. 1 – 32..
4. Kock W. E. Metal-lens antennas // *Proceedings of the IRE*. – 1946. – T. 34. – №. 11. – С. 828-836.
5. Kock W. E. Metallic delay lenses // *Bell Labs Technical Journal*. – 1948. – T. 27. – №. 1. – С. 58-82.
6. Pendry J. B. Negative refraction makes a perfect lens // *Physical review letters*. – 2000. – T. 85. – №. 18. – С. 3966.
7. Cummer S. A. et al. Full-wave simulations of electromagnetic cloaking structures // *Physical Review E*. – 2006. – T. 74. – №. 3. – С. 036621.
8. Pendry J. B. Negative refraction // *Contemporary Physics*. – 2024. – T. 45 – №. 3. – с. 191–202.
9. Veselago V., Braginsky L., Shklover V., Hafner C. Negative refractive index materials // *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*. – 2006. – T. 3. – №. 2. – С. 189-218.
10. Pendry J. B. et al. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures // *Physical review letters*. – 1996. – T. 76. – №. 25. – С. 4773.
11. Pendry J. B. et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena // *IEEE transactions on microwave theory and techniques*. – 1999. – T. 47. – №. 11. – С. 2075-2084.

12. Markoš P., Soukoulis C. M. Transmission studies of left-handed materials //Physical Review B. – 2001. – T. 65. – №. 3. – C. 033401.
13. Smith D. R. et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity //Physical review letters. – 2000. – T. 84. – №. 18. – C. 4184.
14. Parazzoli C. G. et al. Experimental verification and simulation of negative index of refraction using Snell's law //Physical Review Letters. – 2003. – T. 90. – №. 10. – C. 107401.
15. McPhedran R. C., Shadrivov I. V., Kuhlmeiy B. T., Kivshar Y. S. Metamaterials and metaoptics // NPG Asia Materials. – 2011. – T. 3. – № 11 – C. 100-108.
16. Kivshar Y. S. Light shaping in periodic photonic structures // 2009 IEEE/LEOS Winter Topical Meeting Series. – 2009. – C. 160-161.
17. Kildishev A. V., Shalaev V. M. Engineering space for light via transformation optics //Optics letters. – 2008. – T. 33. – №. 1. – C. 43-45.
18. Rybin O., Shulga S. Advanced microwave effective medium theory for two-component nonmagnetic metamaterials: fundamentals and antenna substrate application //Journal of Computational Electronics. – 2017. – T. 16. – №. 2. – C. 369-381.
19. Rybin O., Shulga S. Utilization of double metal–dielectric composite substrates for microwave miniaturization of rectangular patch antennas //Journal of Computational Electronics. – 2016. – T. 15. – №. 3. – C. 1023-1027.
20. Huang L. et al. Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface //Nature communications. – 2013. – T. 4
21. Almeida E., Bitton O., Prior Y. Nonlinear metamaterials for holography //Nature Communications. – 2016. – T. 7. – C. 12533
22. Basharin A. A. et al. Extremely high Q-factor metamaterials due to anapole excitation //Physical Review B. – 2017. – T. 95. – №. 3. – C. 035104.

23. 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. – T. 2. – C. 1103-1106.
24. Fedotov V. A. et al. Mirror that does not change the phase of reflected waves //Applied physics letters. – 2006. – T. 88. – №. 9. – C. 091119.
25. Fedotov V. A. et al. Planar electromagnetic metamaterial with a fish scale structure //Physical Review E. – 2005. – T. 72. – №. 5. – C. 056613.
26. Sievenpiper D. et al. High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band //IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques. – 1999. – T. 47. – №. 11. – C. 2059-2074.
27. 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. – T. 51. – №. 10. – C. 2678-2690.
28. Schwanecke A. S. et al. Optical magnetic mirrors //Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. – 2006. – T. 9. – №. 1. – C. L1.
29. Smith D. R., Pendry J. B., Wiltshire M. C. K. Metamaterials and negative refractive index //Science. – 2004. – T. 305. – №. 5685. – C. 788-792.
30. Fedotov V. A. et al. Asymmetric propagation of electromagnetic waves through a planar chiral structure //Physical review letters. – 2006. – T. 97. – №. 16. – C. 167401.
31. Fedotov V. A. et al. Asymmetric transmission of light and enantiomerically sensitive plasmon resonance in planar chiral nanostructures //Nano Letters. – 2007. – T. 7. – №. 7. – C. 1996-1999.
32. Schurig D. et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies //Science. – 2006. – T. 314. – №. 5801. – C. 977-980.
33. Staude I. et al. Shaping photoluminescence spectra with magnetoelectric resonances in all-dielectric nanoparticles //ACS Photonics. – 2015. – T. 2. – №. 2. – C. 172-177.

34. Bontempi N. et al. Highly sensitive biosensors based on all-dielectric nanoresonators //Nanoscale. – 2017. – T. 9. – №. 15. – C. 4972-4980.
35. Kruk S. et al. Nonlinear Optical Magnetism revealed by Second-Harmonic Generation in Nanoantennas //Nano Letters. – 2017.
36. Prosvirnin S., Zouhdi S. Resonances of closed modes in thin arrays of complex particles //Advances in electromagnetics of complex media and metamaterials. – 2003. – C. 281-290.
37. Blackburn J. F., Arnaut L. R. High performance split ring FSS for WLAN bands //Proc. 27th ESA Antenna Technology Workshop on Innovative Periodic Antennas: Electromagnetic Bandgap, Left-handed Material, Fractal and Frequency Selective Surfaces. – European Space Agency, 2004. – C. 329-336.
38. Fedotov V. A. et al. Sharp trapped-mode resonances in planar metamaterials with a broken structural symmetry //Physical Review Letters. – 2007. – T. 99. – №. 14. – C. 147401.
39. Prosvirnin S. L., Zouhdi S. Multi-layered arrays of conducting strips: switchable photonic band gap structures //AEU-International Journal of Electronics and Communications. – 2001. – T. 55. – №. 4. – C. 260-265.
40. Tuz V. R., Prosvirnin S. L., Kochetova L. A. Optical bistability involving planar metamaterials with broken structural symmetry //Physical Review B. – 2010. – T. 82. – №. 23. – C. 233402.
41. 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.
42. 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.
43. 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.
44. Stephane Collin. Nanostructure arrays in free-space: optical properties and applications. *Reports on Progress in Physics*, 77(12):126402, nov 2014.
  45. Junming Chen et al. "Polarization-independent two-dimensional diffraction metal-dielectric grating", *Applied Physics Letters*, 2018, Vol. 113, 041905.
  46. Bin Zhou et al. "Polarization-independent high diffraction efficiency two-dimensional grating based on cylindrical hole nano arrays", *Optics Express*, 2020, Vol. 28, No. 20, 28810-28817.
  47. Bin Zhou et al. "Polarization-independent 2x2 high diffraction efficiency beam splitter based on two-dimensional grating", *Optics Express*, 2021, Vol. 29, No. 20, 32042-32050.
  48. Zhisen Huang and Bo Wang "Polarization-insensitive high-efficiency two-dimensional metal-dielectric grating by nanodisks arrays", *Physica Scripta*, 2021, Vol. 96, 125518.
  49. Prosvirnin S.L. et al. "Intensity controlled nonspecular resonant back reflection of light", *Radio Physics and Radio Astronomy*, 2022, Vol. 27, Iss. 3, 181-187.
  50. 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.
  51. 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).
  52. M. Decker, I. Staude, M. Falkner, J. Dominguez, D. N. Neshev, I. Brener, T. Pertsch, and Yu. S. Kivshar, "High-efficiency dielectric Huygens' surfaces," *Adv. Opt. Mater.* 3(6), 813-820 (2015).
  53. I. Staude, V. V. Khardikov, N. T. Fofang, S. Liu, M. Decker, D. N. Neshev, T. S. Luk, I. Brener, and Yu. S. Kivshar, "Shaping photoluminescence spectra with magnetoelectric resonances in all-dielectric nanoparticles,"

- ACS Photonics 2(2), 172–177 (2015).Z. Wu and Y. Zheng, “Moiré nanosphere lithography,” *Advanced Optical Materials*, 6, 1701057, 2018.
54. N Liu, H. Liu, S. Zhu, and H. Giessen, “Stereometamaterials” *Nat. Photonics* **3**, 157 (2009).