

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))

Резонансні режими метаповерхні з механічно керованою геометрією
(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 _____ Вячеслав ПАНІН
(підпис) (ім'я, прізвище)

Науковий керівник _____ Вячеслав ХАРДІКОВ
(підпис) (ім'я, прізвище)

Харків – 2025

Анотація

Робота присвячена дослідженню умов формування резонансних режимів у муаровій механічно керованій повністю діелектричній метаповерхні.

Мета дослідження – розробка принципів механічного керування властивостями метаповерхні.

Встановлено природу та досліджено умови формування власного коливання муарової метаповерхні, частота та добротність якого може бути механічно змінені внаслідок обертання шарів метаповерхні.

Вперше показано, що керований резонанс можна асоціювати з вищим Мі-резонансом електричного дипольного типу, який суттєво залежить від форми елемента та періодичної комірки. За рахунок механічної зміни форми комірки можна зробити цей резонанс одним із основних та змінювати спектр відбиття метаповерхні.

Ключові слова: метаповерхня, муаровий ефект, механічне керування, власні коливання.

Abstract

This work is devoted to the investigation of the conditions for the formation of resonant modes in a moiré mechanically tunable all-dielectric metasurface. The aim of the study is to develop principles for mechanical control of metasurface properties.

The origin and the conditions of formation of the intrinsic oscillation of the moiré metasurface have been established, and it is shown that its frequency and quality factor can be mechanically tuned by rotating the metasurface layers.

For the first time, it is demonstrated that the tunable resonance can be associated with a higher-order Mie resonance of electric-dipole type, which strongly depends on the shape of the element and the periodic unit cell. Owing to mechanical modification of the unit-cell geometry, this resonance can be made one of the dominant modes, enabling tuning of the metasurface reflection spectrum.

Keywords: metasurface, moiré effect, mechanical tuning, eigenmodes.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	3
1. ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ МУАРОВИХ СТРУКТУР І МЕТАПОВЕРХОНЬ	5
1.1. Використання муарових метаповерхонь	6
1.2. Фізичні механізми виникнення резонансів у муарових метаповерхнях ..	8
1.3. Висновки до розділу 1	10
2. МЕХАНІЧНЕ КЕРУВАННЯ ВІДГУКОМ НА ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНУ ПОВНІСТЮ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ МЕТАПОВЕРХНІ ІЗ КОСОКУТНОЮ КОМІРКОЮ.....	11
2.1 Постановка задачі.....	12
2.2 Аналіз дифракційних порядків метаповерхні із косокутною періодичною коміркою.....	13
2.3 Результати числового розв’язання задач дифракції	16
2.4 Аналіз власних коливань метаповерхні.....	22
2.5 Висновки до розділу 2.	30
3. ДОСЛІДЖЕННЯ ПРИРОДИ ТА ВЛАСТИВОСТЕЙ ДОДАТКОВОГО РЕЗОНАНСУ	32
3.1. Одношарова косокутна метаповерхня із окремим елементом в періодичній комірці	32
3.2 Висновки до розділу 3	38
ВИСНОВКИ.....	40
ЛІТЕРАТУРА.....	41

ВСТУП

В роботі досліджується метаповерхня, спектральними властивостями якої можна керувати механічно. Під метаповерхнею розуміється двовимірним аналог метаматеріалу [1, 2]. На відміну від звичайних матеріалів, які мають слабку реакцію на зовнішні впливи та, як наслідок, здатні демонструвати динамічний контроль властивостей у надзвичайно обмеженому діапазоні, метаповерхні відкривають шлях до отримання бажаної керованості властивостей розсіяного поля завдяки як реконфігурації геометрії комірки, так і динамічним змінам властивостей матеріалу. Як правило, зміна геометрії комірки відбувається внаслідок механічної операції. Тут можна згадати про метаповерхні, які змінюють свої параметри під дією сил пружності за рахунок розтягування наприклад полідиметилсилоксанової підкладки [3, 4]. Іншим шляхом зміни конфігурації періодичної комірки є використання мікроелектромеханічної системи MEMS [5, 6]. Механічна реконфігурація дозволяє виключити необхідність інших типів взаємодії для контролю над властивостями метаповерхні, такими як, наприклад, теплових, електричних, магнітних, оптичних тощо [7–9]. З іншого боку вигідним може бути і поєднання декількох типів для досягнення керування в значно ширшому діапазоні.

Останнім часом особливу увагу приділяється метаповерхням з муаровими конфігураціями, які регулюються обертанням у площині накладених шарів [10, 11]. Такі муарові метаповерхні дозволяють отримати цілу низку цікавих фізичних ефектів, серед яких багатосмугові та широкосмугові відгуки та оптична активність.

В роботі [12] продемонстровано для металевих перехресних ґраток переміщення резонансного піку вздовж частотної шкали шляхом зміни кута перетину. Як показано в роботі цей резонанс пов'язаний з довжиною ромбоподібної сторони комірки структури, що утворюється при порушенні симетрії системи за рахунок обертання.

Слід зазначити, що цікавим є застосування муарових метаповерхонь у інфрачервоному та оптичному діапазонах, в яких металам притаманні надвеликі дисипативні втрати, а тому перспективним є використання повністю діелектричних метаповерхонь. Відгук таких метаповерхонь зумовлено збудженням Мі-резонансів у окремому діелектричному елементі, або гібридними коливаннями, якщо мова йде про кластерні метаповерхні [13–15].

В роботі [16] розглянуто повністю діелектричну метаповерхню з механічним керуванням, яка отримана по тому самому принципу, що і металева метаповерхня у роботі [15]. В ній так саме виявлено появу в спектрі відбиття додаткових резонансів, які здатні змінювати поляризаційні характеристики та відбивну спроможність метаповерхні за рахунок обертання шарів один відносно одного. В той же час, механізми роботи металевої та повністю діелектричної метаповерхні геть різні. А тому цікавим є питання щодо виявлення механізму прояву «додаткових» резонансів та їх залежностей від різних параметрів метаповерхні. Таке розуміння відкриває шлях до проектування механічно контрольованих метаповерхонь із заданими властивостями.

Робота складається з 3 розділів. В першому розділі зведені деякі відомості щодо муарових метаповерхонь та перспектив їх використання.

В другому розділі повторені результати роботи [16] та виконано більш глибокий аналіз власних коливань такої метаповерхні з метою встановити природу «додаткового» резонансу в спектрі відбиття.

Третій розділ присвячено аналізу властивостей спрощених прототипів двошарової метаповерхні, які дозволяють встановити ключові фактори щодо появи «додаткового» резонансу та його залежностей від різних параметрів механічно керованої метаповерхні.

1. ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ МУАРОВИХ СТРУКТУР І МЕТАПОВЕРХОНЬ

Муаровий ефект є наслідком накладання щонайменше двох періодичних структур з близькими, але не ідентичними просторовими періодами, або коли дві ідентичні періодичні структури набувають кутового зсуву, тобто напрямки їх періодичності утворюють деякий кут. Результатом такого накладання є нова надструктура з новим за формою або типом періодичної комірки. Не дуже вдалий, але дуже зрозумілий приклад такого ефекту є формування двоперіодичних масивів шляхом повороту один відносно іншого двох одновимірних масивів елементів. По суті, муар подібне до геометричної інтерференції регулярних структур, що утворює нову форму.

Не дивлячись на зовнішню подібність з хвильовими явищами, муаровий ефект має іншу фізичну природу. Він не є результатом накладання хвильових фронтів. Його основу складають взаємодія просторових функцій, які характеризують, наприклад відбивну здатність декількох періодичних масивів. Але результуюча відбивна спроможність такої муарової системи, як і у випадку з інтерференцією хвиль буде зумовлена співвідношеннями періодів, фаз та орієнтацій.

Найбільш наочним прикладом муарового ефекту є поява широких смуг при накладанні двох майже ідентичних сіток. Невелика зміна кута між ними призводить до помітної зміни напрямку та положення муарових смуг. Така висока чутливість до малих зсувів, деформацій або кутових відхилень робить муарові структури ефективним інструментом у точних вимірюваннях, сенсорних технологіях та механіко-оптичних системах.

В оптиці та нанофотоніці муаровий ефект має особливе значення. Накладання двох періодичних наноструктур змінює розподіл електромагнітного поля у просторі і, як наслідок, може породжувати нові резонансні явища, додаткову специфічну локалізацію мод, а також змінювати спектральні властивості системи. Відповідно перед нами відкривається шлях до створення

нового покоління керованих фотонних елементів – від оптичних фільтрів до адаптивних сенсорних поверхонь.

Цей підхід є принциповим для отримання нових фізичних ефектів у графенових системах, двошарових метаповерхнях, тонкоплівкових фотонних кристалах тощо. Тому можна стверджувати, що муаровий ефект – прояв «інтерференції» періодичних структур, що створює нові можливості у сучасній нанофотоніці та матеріалознавстві.

1.1. Використання муарових метаповерхонь

Накладання двох періодичних шарів здатне породжувати гібридні моди, що утворюються внаслідок взаємодії власних коливань окремих структурних елементів. Звичайна метаповерхня має спектральну відповідь на електромагнітне збудження, яка визначається резонансом окремого елемента чи шару, то відгук муарової системи формується на основі над резонансу, який є результатом інтерференції просторових мод декількох шарів. Такі муарові резонанси можуть демонструвати резонансну поведінку не притаманну окремому періодичному шару: зміщення спектру, поява вузьких піків, розширення смуги поглинання тощо.

Цікавими є ефекти, які породжуються при малих кутах повороту між шарами. Період утвореної муарової метаповерхні можуть суттєво перевищувати періоди окремих шарів. В такому разі муарова метаповерхня може вже не бути метаповерхнею, тобто в її просторовому спектрі можуть з'явитись навіть додаткові дифракційні промені. Крім того, тут може відбуватись локалізація електромагнітного поля у зонах конструктивної інтерференції, що призводить до появи високодобротних резонансів. Подібні процеси спостерігаються і в електронних муарових системах, таких як двошаровий графен, де виникають «магічні кути» з надзвичайно сильною взаємодією між шарами [17].

З іншого боку, муарову структуру можна розглядати як метаповерхню з додатковим ступенем вільності, що дозволяє розширювати її функціональність.

Звичайна метаповерхня має фіксовані параметри, які визначаються ще на етапі виготовлення, а муарова – здатна змінювати свою геометрію у процесі експлуатації через механічне обертання, зсув, розтяг або стиснення шарів. Так зміна кута між періодичними масивами впливає на період і симетрію метаповерхні, і, як наслідок, до переналаштування резонансних частот. Подібні системи – платформа для реалізації динамічно керованих оптичних пристроїв. Мова може йти про фільтри, сенсори деформації, поляризаційні модулятори і перемикачі.

Поєднання геометричних ефектів в муарових метаповерхнях з ефектами інших типів, зокрема електронних, плазмонних, фотонних, може досягатись шляхом включення до їх складу різних матеріалів - від діелектричних наноструктур до плазмонних плівок і двовимірних матеріалів (графен, дихалькогеніди перехідних металів). Як наслідок, розширюється кількість ступенів вільності, а отже збільшуються функціональні можливості та забезпечується широкий діапазон керування оптичними властивостями.

Взаємодія муарових решіток і метаповерхонь може також призводити до появи нових топологічних станів світла [18]. Відмітимо, що розробка топологічно захищених станів є дуже перспективним напрямком в сучасній теорії метаповерхонь. Захищені моди стійкі до дефектів і неоднорідностей. Це відкриває перспективи для розробки топологічних фотонних пристроїв, здатних зберігати інформацію у вигляді топологічних інваріантів, що важливо для квантових технологій.

Енергетична взаємодія між шарами в муаровій метаповерхні часто виявляється через ефект сильного зв'язку між резонансами: при збігу частотних умов відбувається розщеплення енергетичних рівнів, що проявляється у вигляді двох відокремлених піків у спектрі. Це явище є оптичним аналогом кулонівської взаємодії у квантових системах і може бути використане для створення високочутливих сенсорів або лазерних структур із низьким порогом генерації.

Таким чином, застосування муарових ефектів при проектуванні метаповерхонь відкриває шляхи до розробки нове покоління гнучких та

адаптивних фотонних пристроїв. Такі системи здатні реагувати на зовнішні впливи різної природи (механічні, термічні, електричні) через зміну свого оптичного відгуку. Тобто це основа реалтайм-сенсоріки, тобто пристроїв які здатні змінити колір або інтенсивність відбиття залежно від зміни певного фізичного параметру, як то деформація, тиск, температура тощо. Також муарові метаповерхні перспективні для динамічної оптики - у пристроях фокусування, керування променем, фільтрації чи поляризації світла.

1.2. Фізичні механізми виникнення резонансів у муарових метаповерхнях

Як вже згадувалось, муаровим метаповерхням притаманне формування над періодичності, яка є причиною формування нових умов інтерференції для електромагнітних хвиль, які проходять або розсіюються структурою, і створює передумови для появи специфічних резонансних явищ.

Отже першою причиною виникнення «муарових» резонансних явищ можна вважати так звану «геометричну інтерференцію» двох періодичних потенціалів або полів. Як наслідок при взаємодії хвилі з такою метаповерхнею відбувається модуляція амплітуди і фази електромагнітного поля з новою, більшою періодичністю. Ця муарова надперіодичність формує надзонну структуру дисперсії, яка призводить до формування нових зон Бріллюена, точок перетину енергетичних рівнів та зон виродження. Резонанс виникає, коли хвильовий вектор падаючої хвилі співпадає з вектором однієї з муарових надрешіток:

$$k_{\text{рез}} = \vec{G}_1 - \vec{G}_2$$

де \vec{G}_1 і \vec{G}_2 – напрямляючі вектори оберненої решітки двох накладених періодичних шарів.

Отже муаровий ефект – геометричний модулятор хвильового простору.

Другим механізмом є виникнення сильного електродинамічного зв'язку поміж періодичними шарами. Коли два періодичних шари розташовані на малій відстані, то сильні локальні поля, що пов'язані із власними коливаннями окремих

шарів, починають взаємодіяти. Це явище можна розглядати як сильне міжшарове зв'язування. Як наслідок, має місце гібридизація мод, а отже в спектрі власних коливань народжуються нові колективні стани, частоти яких можуть зміщуватись відносно мод окремих шарів.

Опис такого гібридного зв'язування можна описати через аналогію з квантовими системами: дві окремі моди утворюють різницеву та сумарну моди, які мають частоти

$$\omega_{\pm} = \omega_0 \pm \kappa,$$

де ω_0 - власна частота окремого шару,

а κ – коефіцієнт взаємодії між шарами.

Таке розщеплення мод, яке по суті є зняттям виродження у зв'язаній системі, проявляється у спектрі як подвійний резонанс, або як зсув частоти характерні для муарових метаповерхонь.

Третім механізмом є формування так званих супермод. Супермоди це стани, при яких енергія локалізується не в окремих елементах, а охоплює всю муарову комірку. Такі ефекти проявляються за над малих кутах повороту, менших за 2 градуси, і в нашому дослідженні не актуальні.

Четвертий механізм пов'язаний із спотворенням зон Бріллюєна, яке є наслідком інтерференції. З точки зору зонної теорії, поява муарової періодичності еквівалентна зменшенню розміру зони Бріллюєна. Це зумовлює виникнення додаткових точок виродження (Діроківських конусів) і появу плоских енергетичних зон у дисперсійній залежності. Останні означають низьку групову швидкість носіїв і, відповідно, підвищену густину оптичних станів (LDOS).

Цей ефект прямо пов'язаний із підсиленням локалізації електромагнітного поля і є ще одним механізмом виникнення резонансів у муарових системах.

П'ятим механізмом є механічне керування резонансами метаповерхні. Особливістю муарових структур є можливість динамічного керування резонансними властивостями через зміну геометрії накладання періодичних шарів. При обертанні одного шару відносно іншого змінюється період муарової надструктури:

$$L_m = \frac{a}{2\sin(\frac{\theta}{2})},$$

де a – період окремої решітки,

θ – кут між ними.

Зміна періоду L_M призводить до переналаштування резонансних частот, адже період надгратки безпосередньо визначає розмір і енергію локалізованих мод.

Цей принцип лежить в основі механічно керованих муарових метаповерхонь - базових елементів адаптивної нанофотоніки та оптичних сенсорів нового покоління.

1.3. Висновки до розділу 1

Муарові метаповерхні перспективні задля застосування при розробці сучасної адаптивної нанофотоніки.

Одним із цікавих проявів є муаровий ефект, який виникає при повороті один відносно одного двох періодичних шарів. Власне саме таку задачу ми будемо розглядати в дипломі. Так як остаточно природа «додаткового» резонансу, що виявлено в [16], не встановлена, то необхідно мати уявлення про особливості поведінки муарових метаповерхонь.

2. МЕХАНІЧНЕ КЕРУВАННЯ ВІДГУКОМ НА ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНУ ПОВНІСТЮ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ МЕТАПОВЕРХНІ ІЗ КОСОКУТНОЮ КОМІРКОЮ

Існують різні способи зміни резонансної реакції метаструктур. Наприклад, змінюючи масштаб метаатома або змінюючи відносну орієнтацію та пропорції його компонентів, можна досягти змін добротності резонансів або відрегулювати їх положення на частотній шкалі [19-21]. Механічна перебудова симетрії метаатома може бути вказана, як один з можливих механізмів для налаштування резонансного відгуку метаповерхні на електромагнітне збудження.

Проте для того, щоб змінити резонансну реакцію структури, ми пропонуємо змінити не тільки конструкцію її елементарної комірки, але й симетрію самої метаповерхневої решітки.

Для площинної 2D-кристалічної структури ми знаємо п'ять різних типів решіток [22]. Розрізняють косокутну або загальну решітку та чотири спеціальні решітки. Нещодавно теоретично та експериментально було проведено аналіз, який показав, що високодобротні резонанси пропускання / відбиття можуть різко змінювати своє положення на частотній шкалі, коли це відповідає метаповерхні із косокутною решіткою, яка реалізувалась за рахунок перехрещення періодичних масивів при зміні кута поміж ними [12] в мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль. Кожен з масивів складався з періодично розташованих паралельних металевих смуг, які були нанесені на діелектричну підкладку. Виявлено, що положення резонансну зміщується по частотній шкалі в залежності від кута перехрещування масивів.

В оптичному діапазоні металам притаманний високий рівень дисипації енергії. Отже перспективним є заміна металів діелектриком там де це можливо. В цьому розділі наведені результати, щодо дослідження повністю діелектричної метаповерхні, яка дозволяє отримати механічне налаштування її резонансного відгуку.

2.1. Постановка задачі

На першому етапі дослідження метою роботи було відтворити результати отримані в [16]. З цією метою розглядалась задача дифракції та задача на власні коливання повністю діелектричної решітки, яка була утворена шляхом перехрещення двох однотипних періодичних масивів з діелектричних брусів прямокутного перетину (Рис. 2.1). Як і зазначеній роботі, підкладки цих решіток були виключені з розгляду та вважалось, що така діелектрична система знаходиться у вільному просторі.

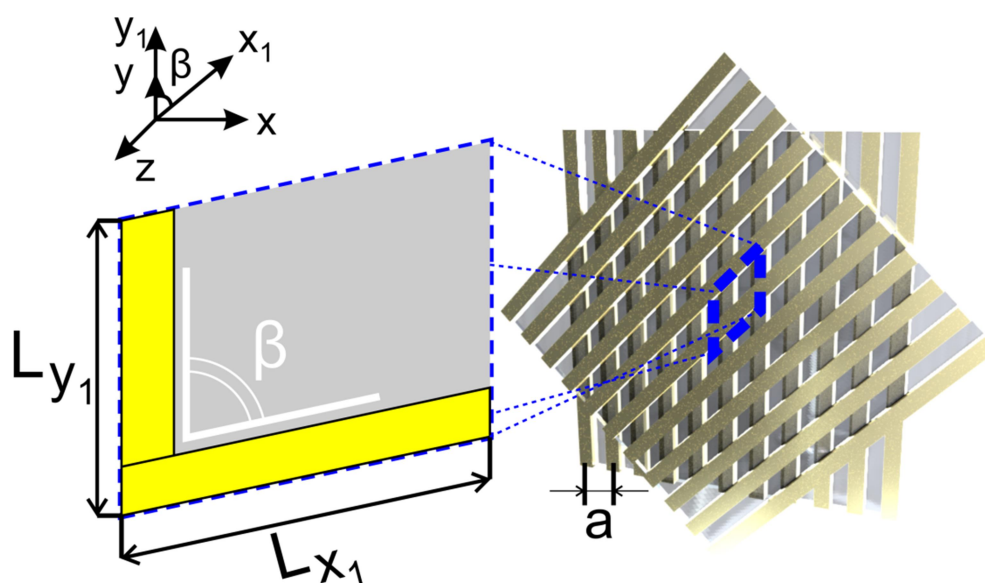


Рисунок 2.1. Планарний метаматеріал із косокутною періодичною коміркою. Пунктирною рамкою позначена елементарна комірка структури. Зображення взято з [16].

Відмітимо, що кожен із шарів метаповерхні являє собою одноперіодичну послідовність (період P) нескінченно довгих діелектричних ($\mu=1$) брусів прямокутного перетину. Висота брусів $h=0,05P$, їх ширина – $D=P/3$. Тоді двошарова метаповерхня з косокутною коміркою утворюється наступним чином: нижній масив брусів, який розташовується у шарі $0 \leq z \leq h$, орієнтований вздовж осі Oy та є нерухомим, в той час як верхній масив, розташований у шарі $h \leq z \leq 2h$, може вільно обертатись у площині xOy . При обертанні верхнього

масиву всі можливі варіації метаповерхні будуть реалізовуватись в межах значень кута $0^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$. Тут зазначимо, що кут $\beta = 0^\circ$ буде відповідати одновимірній решітці з діелектричних брусів з поперечним перетином $2h \times D$, а кут $\beta = 90^\circ$ – двошаровій метаповерхні з квадратною коміркою розміром $P \times P$. Для будь-якого іншого значення кута β буде утворюватись косокутна ромбічна періодична комірка зі стороною $L_x = L_y = L = P / \sin \beta$ та кутом розкриву β . Для опису геометрії такої решітки зручно ввести косокутну систему координат з осями Os_1 та Os_2 , які задаються відповідними орт-векторами: $\vec{s}_1 = \vec{i} \sin \beta + \vec{j} \cos \beta$ та $\vec{s}_2 = \vec{j}$. Для визначеності оберемо комплексну діелектричну проникність брусів у вигляді $\varepsilon = 11 + 0,001i$, що відповідає діелектричній проникності кремнію у терагерцовому діапазоні [16].

На метаповерхню із верхнього напівпростору з області $z > 2h$ падає плоска монохроматична хвиля у напрямку, що є протилежним до осі Oz . Будемо розрізняти випадки x - та y -поляризованих хвиль. Під поляризацією розуміємо напрямок вектору електричного поля.

2.2. Аналіз дифракційних порядків метаповерхні із косокутною періодичною коміркою

Оскільки за всіх кутів $\beta < 90^\circ$ період ромбічної комірки $L = P / \sin \beta$ більше за P , то той факт, що $\lambda > P$ більше не може слугувати критерієм відсутності дифракційних променів у спектрі відбиття та проходження плоскої хвилі, що падає нормально на метаповерхню. Особливо це важливо з огляду на можливість появи аномалій Вуда-Релея на частотах відсічки додаткових дифракційних променів. Більше того, для аналізу власних коливань метаповерхні та розв'язання задач дифракції ми будемо використовувати Comsol Multiphysics із стандартними періодичними портами. Останні для коректної роботи потребують визначення кількості дифракційних порядків, що здатні поширюватись від структури. Таким

чином, отримаємо формули для визначення частот відсічки (m, n) дифракційного порядку двоперіодичної метаповерхні із ромбічною періодичною коміркою.

Трансляційні вектори метаповерхні можуть бути виписані як:

$$\vec{a}_1 = L\vec{s}_1 = L \sin \beta \vec{i} + L \cos \beta \vec{j}, \quad \vec{a}_2 = L\vec{j}.$$

Тоді вектора оберненої ґратки визначаються за формулами:

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{L^2 \sin \beta} [\vec{a}_2 \times \vec{k}] = \vec{i} \frac{2\pi}{L \sin \beta};$$

$$\vec{b}_2 = \frac{2\pi}{L^2 \sin \beta} [\vec{k} \times \vec{a}_1] = \frac{2\pi}{L \sin \beta} (-\cos \beta \vec{i} + \sin \beta \vec{j}).$$

Звідки можемо виписати проекцію $(\vec{k}_{s_1 O s_2}^{(m, n)})$ хвильового вектору (m, n) дифракційного порядку на площину $s_1 O s_2$:

$$\vec{k}_{s_1 O s_2}^{(m, n)} = \vec{k}_{s_1 O s_2}^{inc} + m\vec{b}_1 + n\vec{b}_2, \quad (2.1)$$

де $\vec{k}_{s_1 O s_2}^{inc} = \vec{0}$ – проекція на площину $s_1 O s_2$ хвильового вектора хвилі, що падає, яка дорівнює нулю за умови нормального падіння.

Частота відсічки (m, n) дифракційного порядку відповідає умові $k_z^{(m, n)} = 0$, або що теж саме $|\vec{k}_{s_1 O s_2}^{(m, n)}| = \frac{2\pi}{\lambda}$. В останній умові враховано той факт, що метаповерхня знаходиться у вільному просторі. Отже остаточно маємо умову для обчислення частоти відсічки (m, n) дифракційного порядку:

$$f_{кр}^{(m, n)} = \frac{c}{P} \sqrt{m^2 + n^2 - 2mn \cos \beta}, \quad (2.2)$$

де c – швидкість світла.

Формула (2.2) дозволяє обчислити критичну частоту (частоту відсічки) будь-якої просторової моди, в той час, як (2.1) разом із визначенням

$$(k_z^{(m, n)})^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - |\vec{k}_{s_1 O s_2}^{(m, n)}|^2 - \text{напрямок поширення відповідної хвилі у просторі.}$$

На Рис. 2.2 наведені залежності критичних частот декілька перших дифракційних порядків від кута β для системи, що досліджується, за умови $P = 750$ нм.

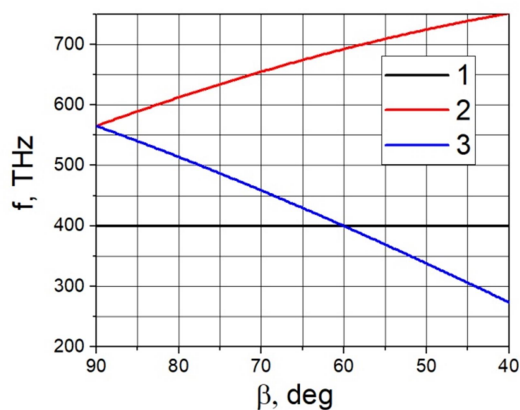


Рисунок 2.2. Залежності частот відсічки різних просторових гармонік періодичного масиву з ромбовидною базовою коміркою (сторона ромбу $L = P / \sin \beta$) від гострого кута ромбу β , які пораховані за формулою . Лінія 1 – частота відсічки дифракційних порядків $(\pm 1, 0)$ та $(0, \pm 1)$, лінія 2 – порядків $(\pm 1, \pm 1)$, лінія 3 – порядків $(\pm 1, \mp 1)$.

З формули (2.2) та з Рис. 2.2 легко побачити, що за нормального падіння хвилі, яке ми розглядаємо, частоти відсічки дифракційних гармонік з $n = 0$ або $m = 0$ - співпадають з відповідними гармоніками періодичної системи з квадратною базовою коміркою із стороною P . У той же час, частоти гібридних мод залежать від кута повороту та демонструють діаметрально протилежну динаміку в залежності від знаку добутку mn : якщо добуток менший за нуля, то частота зменшується зі зменшенням кута β , а якщо більше за нуля – то збільшується.

Звідси можемо зробити висновок, що в нашому випадку, коли утворення двоперіодичного масиву з косокутною базовою коміркою є наслідком обертання верхнього одновимірного масиву по відношенню до нижнього, який має такі ж самі параметри, починаючи з кута $\beta = 60^\circ$ першими дифракційними променями, які можуть бути збуджені у відбитому полі та полі, що пройшло, стають промені $(\pm 1, \mp 1)$. Давайте проаналізуємо напрямки їх розповсюдження від метаповерхні. Фактично вони задаються формулою (2.1) з врахуванням зазначених значень m, n :

$$\vec{k}_{s_1 O s_2}^{(-1,1)} = \frac{2\pi}{P} \left[-\vec{i} (\cos \beta + 1) + \vec{j} \sin \beta \right], \quad (2.3)$$

$$\vec{k}_{s_1 O s_2}^{(1,-1)} = \frac{2\pi}{P} \left[\vec{i} (\cos \beta + 1) - \vec{j} \sin \beta \right], \quad (2.4)$$

Як можна було передбачити $k_{s_1 O s_2}^{(1,-1)} \uparrow \downarrow k_{s_1 O s_2}^{(-1,1)}$ і не збігаються а ні з напрямком осі $O s_1$, а ні осі $O s_2$. Нагадаємо, що напрямки цих осей задаються векторами \vec{a}_1 та \vec{a}_2 , відповідно.

Таким чином, аналіз дифракційних порядків двоперіодичної метаповерхні із косокутною періодичною коміркою, показує, що за певних умов можна очікувати прояв аномалій Вуда-Релея в частотній області, яка відповідає одномодовому режиму початкової двоперіодичної метаповерхні із квадратною коміркою.

2.3. Результати числового розв'язання задач дифракції

Аналіз резонансного відгуку досліджуваної структури на електромагнітне збудження проводився на основі числового моделювання задачі дифракції в пакеті програм Comsol Multiphysics. З цією метою створювався 3D проєкт з використанням модулю «Electromagnetics Waves, Frequency Domain». В цьому проєкті за допомогою полігону, який задавав ромб із стороною $P / \sin \beta$ в площині $z = 0$, створювався паралелепіпед висотою $2H_{unit}$ ($H_{unit} = 3P$) (з використанням інструменту «Extrude» з параметрами H_{unit} та $-H_{unit}$ в напрямку осі Oz), який моделював періодичну комірку структури, що досліджувалась. Задля цього бічним граням паралелепіпеду були призначені «Periodic Condition» з умовами «Floquet periodicity». В центрі паралелепіпеду за допомогою полігонів, які задавали паралелограми із сторонами $P / \tan \beta$ та $D / \sin \beta$ в площині $z = h / 2$ та $D / \tan \beta$ та $P / \sin \beta$ в площині $z = 3h / 2$, та інструменту «Extrude» (з параметрами $h / 2$ та $-h / 2$) формувались паралелепіпеди, що моделювали бруси нижньої та верхньої одно періодичних масивів, відповідно. Задля визначення їх матеріальних параметрів використовувалась стандартна модель діелектрику з

дисипативними втратами, яка відповідає формулі $\varepsilon = \varepsilon_d(1 + j \operatorname{tg} \delta)$, де $\varepsilon_d = 11$, а дисипативні втрати приймалися на рівні $\operatorname{tg} \delta = 0,001$, якщо не зазначено інше. На торцях паралелепіпеду задавались «Port», які мали тип «Periodic», і включали до свого складу наступні типи хвиль: хвиля, що падає, хвиля кросової поляризації, дифракційні порядки $(\pm 1, \mp 1)$ обох поляризацій. Поляризація хвилі, що падала,

здавалась через напруженість електричного поля векторами $\vec{E}^x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ та

$\vec{E}^y = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ для випадків x - та y -поляризацій, відповідно.

Числове моделювання виконувалось у частотному діапазоні, в якому існувало на більше 3 дифракційних порядків, що здатні поширюватись від метаповерхні.

На Рис. 2.3. наведені частотні залежності коефіцієнтів відбиття ($|r_{ii}|^2$) та перетворення i -поляризації на j -поляризацію у відбитому полі ($|r_{ji}|^2$) для випадків нормального падіння на структуру i -поляризованої хвилі для різних значень кута β . Тут індекси i та j можуть приймати значення x, y . На Рис. 2.4 наведено частотні залежності коефіцієнта відбиття та поглинання ($W = 1 - |r|^2 - |T|^2$, де $|T|$ – модуль коефіцієнту проходження) для випадку граничного випадку квадратної комірки ($\beta = 90^\circ$).

Порівнюючи Рис. 2.3 та Рис. 2.4 можна зробити висновок, що при обертанні масивів один відносно одного з'являється додатковий максимум відбиття, частота якого суттєво залежить від кута β . Цей максимум позначено цифрою «2» на Рис. 2.3а,б, але легко прослідковується і на коефіцієнтах перетворення поляризації на Рис. 2.3в,г. Амплітуда цього максимуму суттєво залежить від поляризації хвилі. Для y -поляризації, тобто для випадку співпадіння напрямку

електричного поля з брусами нерухомого масиву, амплітуда додаткового максимуму відбиття суттєво менша за амплітуду для x -поляризації.

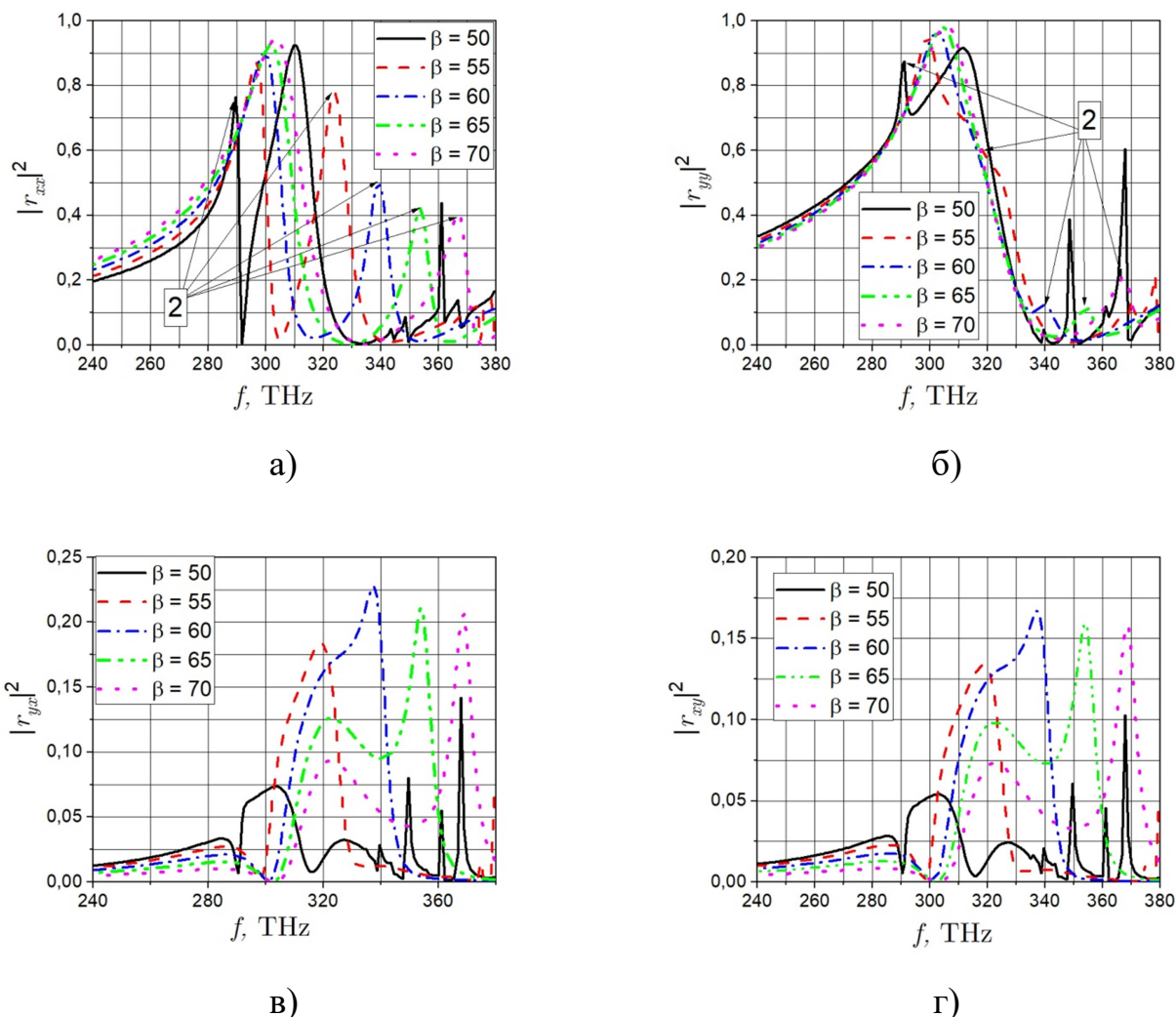


Рисунок 2.3. Частотні залежності коефіцієнтів відбиття x - (а) та y -поляризованих (б) хвиль та коефіцієнтів перетворення у кросову поляризацію за умови падіння на структуру x - (в) та y -поляризованих (г) хвиль для досліджуваної структури за різних значеннях кута β .

В статті [16] розщеплення резонансу, що спостерігається у метаповерхні з квадратною коміркою, на пару резонансів при обертанні одного з масивів пробували пояснити тим, що спостерігаємі резонанси пов'язані із локалізацією поля в області перекриття двох діелектричних брусів. І на частотах, що

відповідають максимумам поглинання метаповерхні, розподіли полів дуже подібні до розподілів характерних для електричних диполів зорєнтованих вздовж меншої та більшої діагоналей ромбу, що утворюється в області перетину брусів.

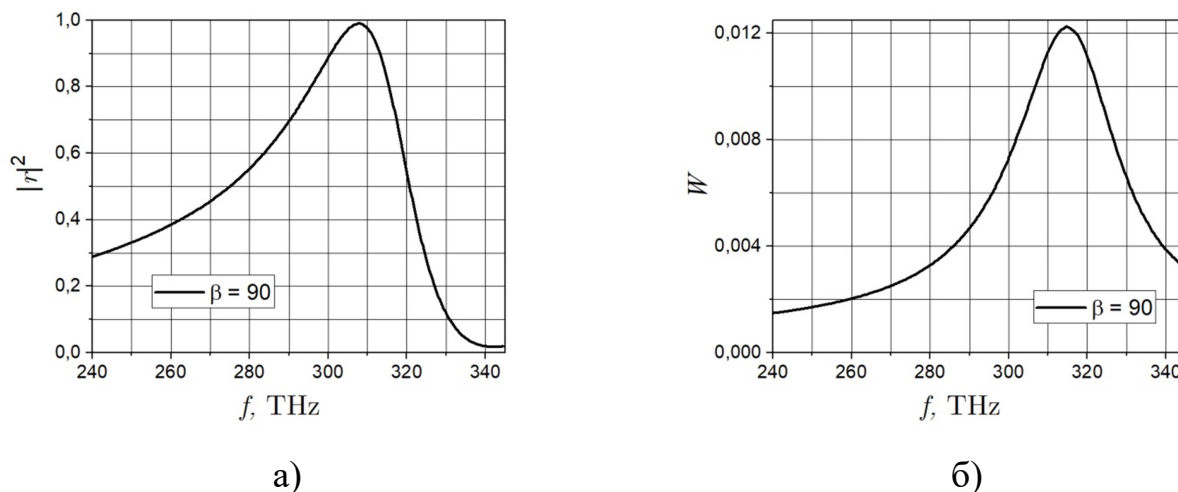


Рисунок 2.4. Частотні залежності коефіцієнтів відбиття (а) та поглинання (б) хвилі довільної поляризації за для метаповерхні із квадратною формою елементарної комірки ($\beta = 0$).

В своїй роботі я побудував поля за вказаним в згаданій статті алгоритмом (Рис. 2.5 та Рис. 2.6). За для цього використовувалось збудження метаповерхні хвилями x -, y -поляризацій та однією із їх комбінацій $\vec{E} = \vec{i} \cos \phi + \vec{j} \sin \phi$.

З Рис. 2.5 випливає, що розподіли полів дійсно нагадують розподіли характерні для дипольних електричних резонансів з локацією мод в області перетинання брусів. При цьому, для x -, y -поляризованих хвиль наявність можливості струмам зсуву «продовжуватись» у брусах за межами області перекриття призводить до розмивання максимуму поля. Локалізація поля більш наочно проявляється під час збудження метаповерхні хвилею поляризованої під кутом ϕ до осі Ox (Рис. 2.5в).

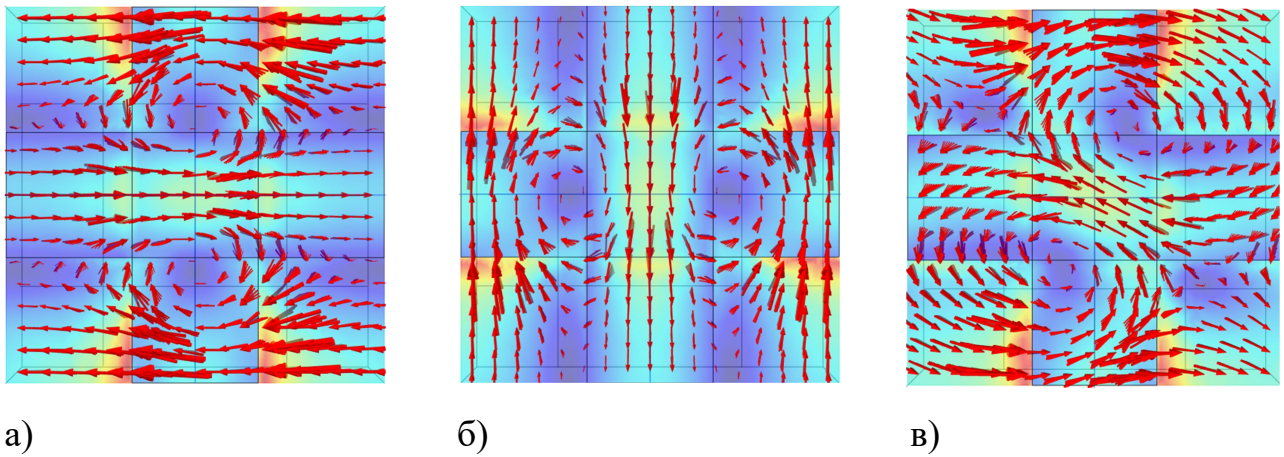


Рисунок 2.5. Розподіли амплітуди у площині $z = h$ (кольорова мапа) та вектору електричного поля у об'ємі елементарної комірки на частоті максимуму поглинання метаповерхні із квадратною коміркою (314,5 ТГц) для випадку x - (а), y - (б) поляризованих хвиль та $\phi = 30^\circ$ (в).

Ситуація змінюється для ромбовидної комірки. Для аналізу ми обрали випадок $\beta = 50$, для якого спостерігаються два чітко виражені максимуми поглинання на різних частотах (Рис. 2.6). Тут за умови, що напрямок поляризації хвилі збігається з напрямком одного з брусів (для y -поляризації – $\vec{E} \parallel \vec{a}_2$, а для $\phi = 40^\circ$ – $\vec{E} \parallel \vec{a}_1$) високочастотний резонанс хоча і має в зоні перекриття брусів компоненту електричного поля в напрямку більшої діагоналі ромбу, але не демонструє розподілу характерного для електричного диполя. Розподіл поля скоріш більше нагадує неперервний струм зміщення що рухається вздовж однієї зі смуг. У випадку x -поляризації, на якій цей додатковий резонанс проявляється найінтенсивніше, розподіл поля геть інший. В даному випадку поле в області перекриття майже повністю відсутнє, хоча там можна помітити слабку компоненту вздовж більшої діагоналі ромбу.

У той же час, низькочастотний резонанс, який в нашому випадку відповідає резонансу характерному і для структури з квадратною коміркою, на всіх трьох поляризаціях демонструє один і той самий розподіл, який фактично нагадує електричний диполь зорієнтований вздовж меншої діагоналі.

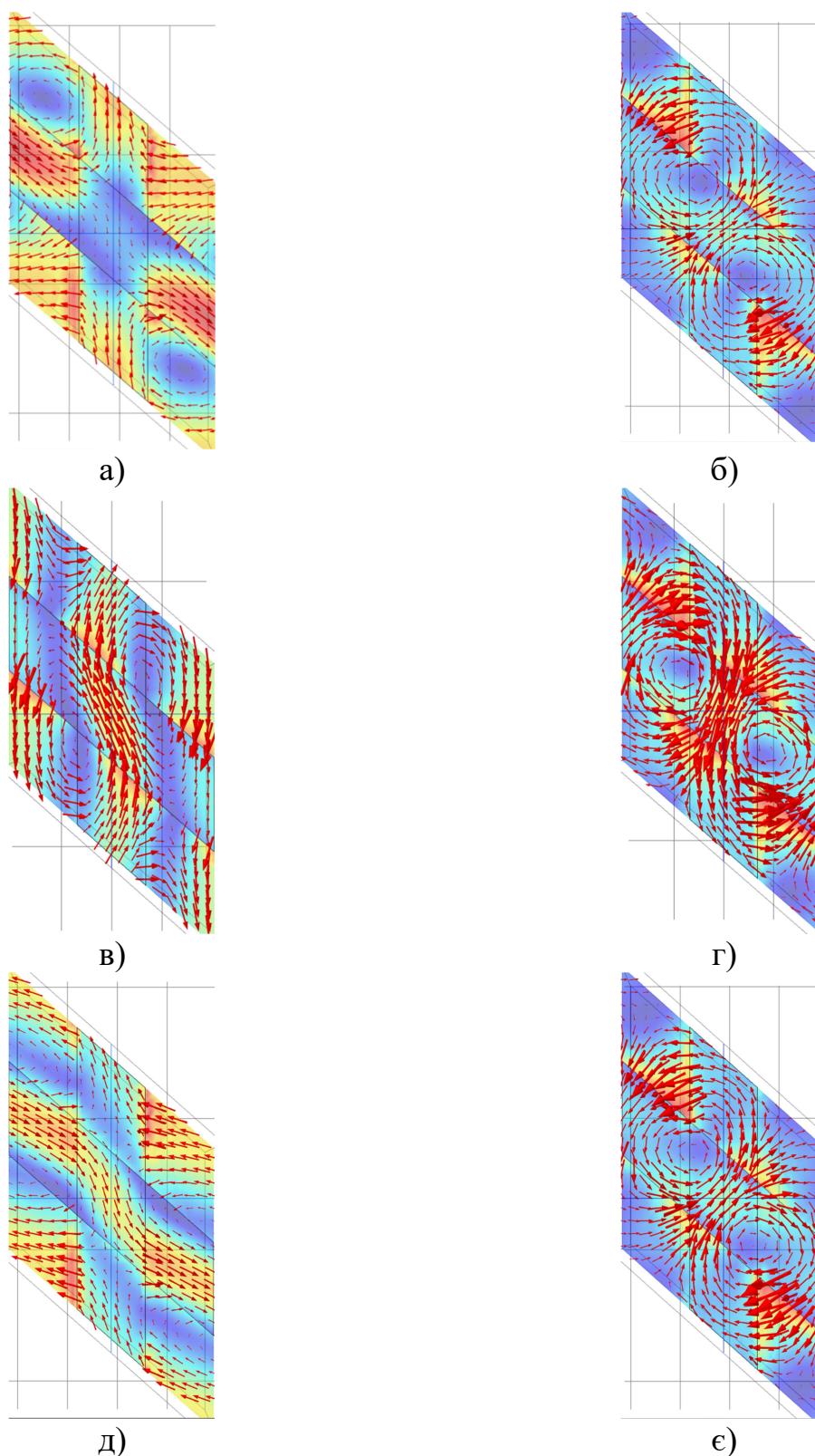


Рисунок 2.6 Розподіли амплітуди (кольорова мапа) та вектору (стрілки) електричного поля у елементарній комірці на частотах максимумів поглинання метаповерхні (а, в, д відповідають 311,8 ТГц, г, д, е – 291,8 ТГц) із ромбічною коміркою ($\beta = 50^\circ$) для випадків x - (а, б), y -поляризованих (в, г) хвиль та $\phi = 50^\circ$ (д, е).

Більше того, зменшення куту розкриву ромбу β призводить до зростання різниці між розмірами більшої і меншої діагоналі, а на графіках залежностей коефіцієнту відбиття и бачимо, що із зменшенням кута – частоти двох резонансів зближуються.

Все це наштовхує на думку, що гіпотеза про зняття виродження для власних коливань, які асоційовані із діагоналями квадрату, при його перетворенні на ромб, є необгрунтованною. Тому наступним етапом моєї роботи буде дослідження власних коливань досліджуваної метаповерхні.

2.4. Аналіз власних коливань метаповерхні

Для аналізу власних коливань метаповерхні використовується той самий проект Comsol Multiphysics, але розв'язується не задача дифракції, а задача на власні коливання, що досягається використанням відповідного блоку числового моделювання «Setup Eigen». Внаслідок роботи цього блоку Comsol знаходить всі власні коливання системи, що розглядаються в заданому діапазоні. Відмітимо, що складність системи (напрямки періодичності не збігаються з координатними осями) не дозволяє повною мірою врахувати реальні симетрії системи, і, як наслідок, серед знайдених власних коливань з'являються нефізичні коливання. Такі коливання дуже гарно відфільтровуються по розподілам полів. Вони завжди мають максимуми полів на портах або у вільному просторі вдалі від метаповерхні. Фізичні коливання, які пов'язані із структурою періодичної коміркою, демонструють локалізацію поля в об'ємі метаповерхні, що досліджується. На жаль, автоматизувати відбір фізичних коливань серед нефізичних не вдається, а тому цей відбір відбувався вручну через порівняння розподілів полів. Останній факт дозволив також проаналізувати поведінку власних частот в області їх перекриття.

Почнемо аналіз із власних коливань метаповерхні з квадратною коміркою ($\beta = 90^\circ$). В даному випадку можливо провести примусову симетризацію сітки та структури, а тому в спектрі власних рівнянь знаходяться лише фізичні коливання.

Розподіли електричного (червоні стрілки) та магнітного (сині стрілки) полів в межах періодичної комірки для перших 5 коливань наведені на Рис. 2.7-2.9

Перше коливання – це типове замкнене коливання, яке пов'язано із збудженням магнітного дипольного моменту, напрямок якого збігається з нормаллю до метаповерхні (Рис. 2.7). На той факт, що це замкнене коливання вказує зокрема і той факт, що в системі без дисипації (тут ми обрали $\text{tg } \delta = 0$) власна частота є чисто дійсною величиною. Це коливання безумовно є фізичним, але у разі нормального падіння плоскої монохроматичної хвилі на метаповерхню з двома осями симетрії не збуджується. Отже на частотних залежностях коефіцієнтів відбиття воно не проявляється.

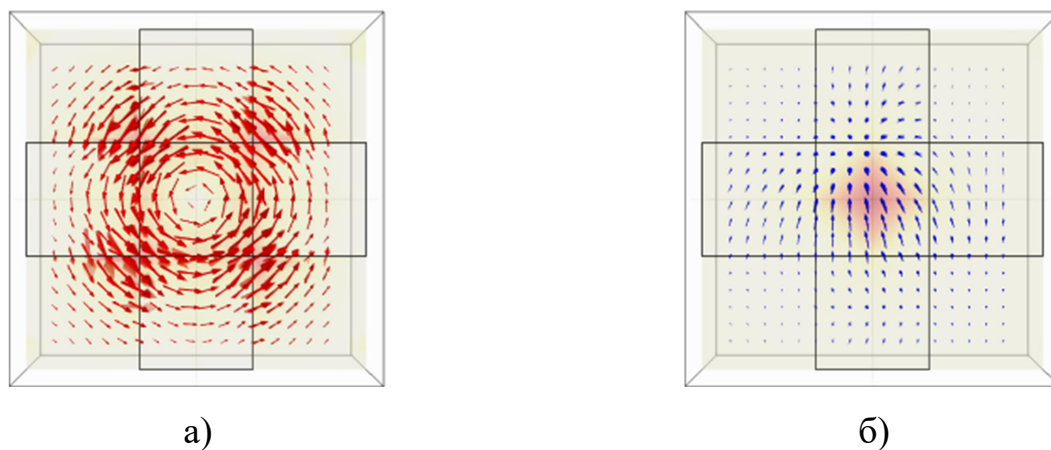


Рисунок 2.7. Розподіли електричного (а) і магнітного (б) полів у метаповерхні із квадратною коміркою, що відповідає найбільш високочастотному власному коливанню ($f_{c1} = 315,24$ ТГц).

Наступні два коливання є так званими «світлими» модами, які мають зв'язок з вільним простором, а тому їх власні частоти є комплексними величинами. При цьому власні частоти майже збігаються, а розподіли полів, що відповідають цим власним коливанням підтверджують, що вони являють собою дипольні електричні коливання області перекриття брусів (квадрат) з орієнтацією вздовж діелектричних брусів. Зауважимо, що в даному випадку різниця їх частот може бути пов'язана із тим, що бруски вздовж різних осей рознесені у просторі.

Тим не менш різниця в значеннях їх власних частот, а отже і їх розщеплення на два окремих, можуть бути результатом числових помилок наближення.

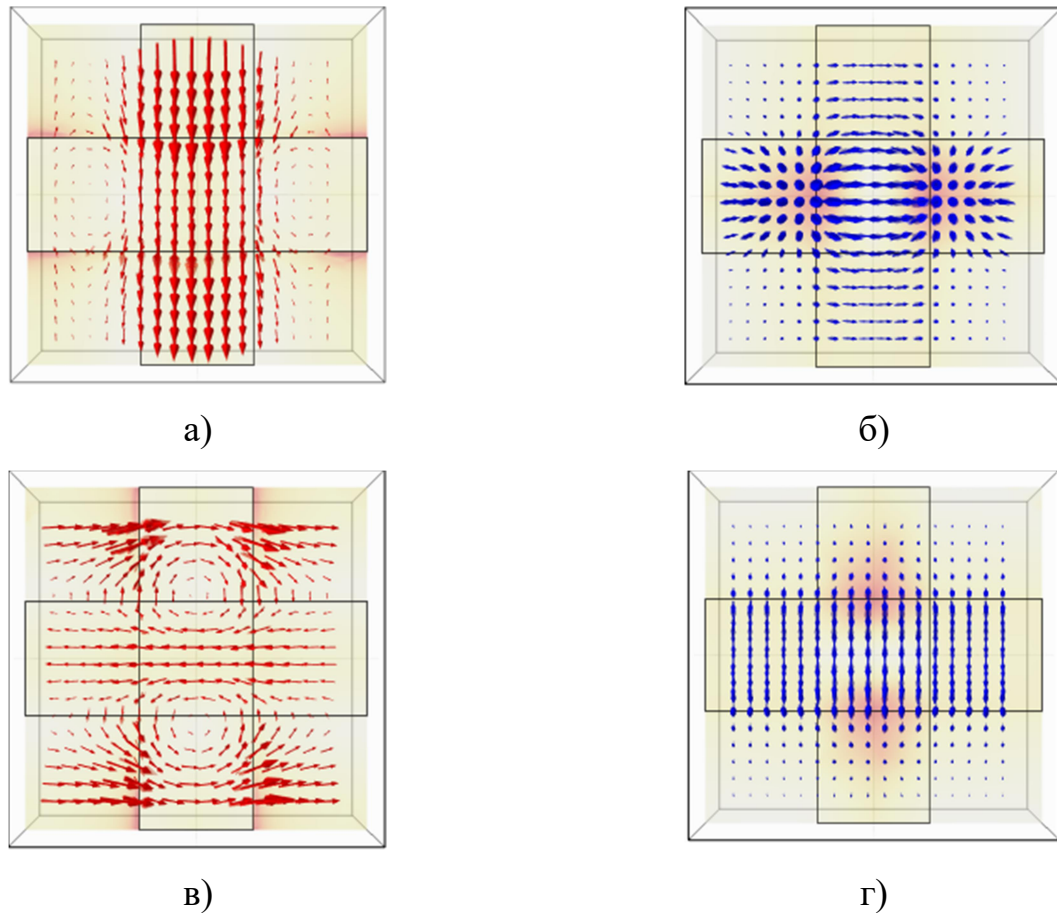


Рисунок 2.8. Розподіли електричного (а, в) і магнітного (б, г) полів у метаповерхні із квадратною коміркою, що відповідає двом власним резонансам з майже однаковими частотами:

$$f_{c_2} = 316,1 + j15,92 \text{ ТГц (а,б) та } f_{c_3} = 316,49 + j16,26 \text{ ТГц (в,г)}.$$

Два наступних коливання є також замкненими. І перше з них носить характер притаманний квадрупольному магнітному коливанню, а друге – електричне дипольне коливання з диполем орієнтованим вздовж нормалі до площини метаповерхні (Рис. 2.9). В подальшому ми не будемо слідкувати за цими резонансами, так як вони лежать поза межами робочої зони.

Цікавим є той факт, що вже за значення кута $\beta = 89,9^\circ$ два «світлич» коливання змінюють структуру розподілу полів на поля, що характерні для електричних диполів, що орієнтовані вздовж більшої і меншої діагоналей ромба

(Рис. 2.10). Це можна б було розглядати, як підтвердження гіпотези статті [16], але це не пояснює той факт, що додатковий резонанс «приходить» із низькочастотної області на кутах $\beta = 70^\circ$ резонанс.

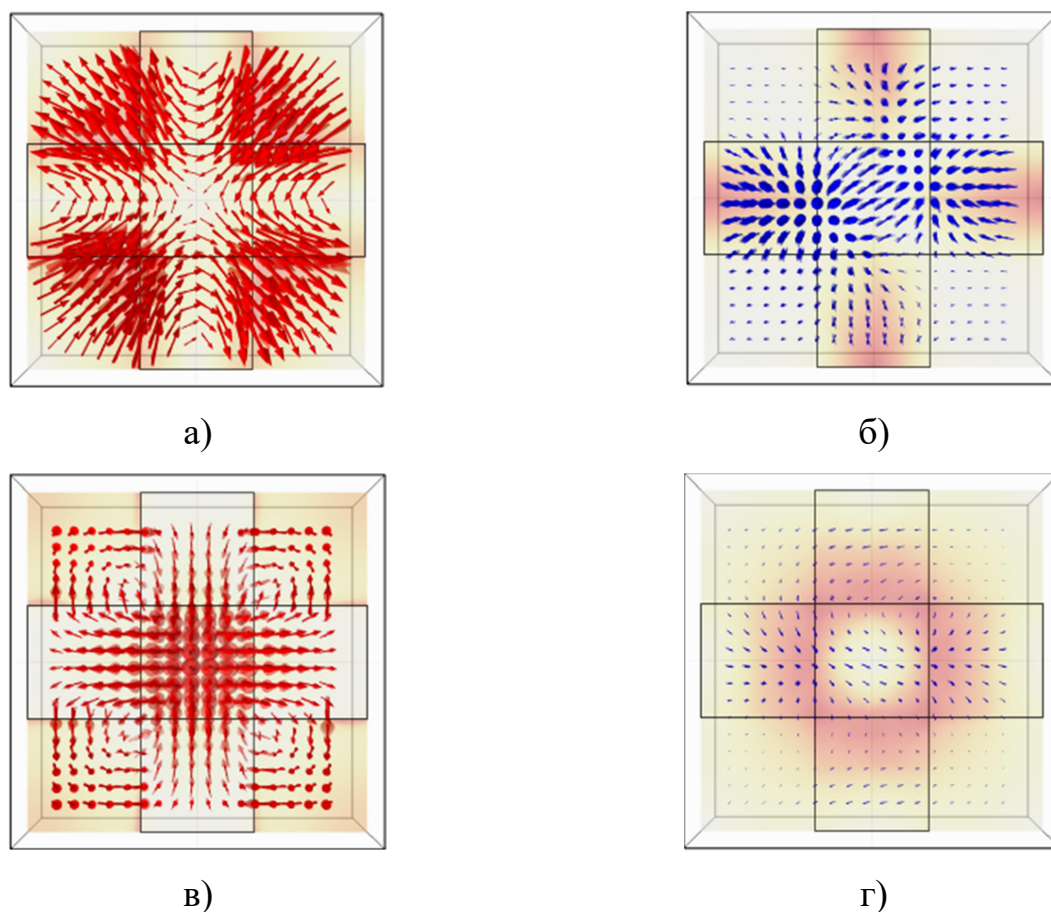


Рисунок 2.9. Розподіли електричного (а, в) і магнітного (б, г) полів у метаповерхні із квадратною коміркою, що відповідає двом власним резонансам з майже однаковими частотами:

$$f_{c_2} = 344,01 \text{ ТГц (а,б) та } f_{c_3} = 391,65 \text{ ТГц (в,г)}.$$

Подальший аналіз зводився до побудови кутових залежностей частот $f_{c_1} \div f_{c_3}$ власних коливань одночасним відслідковуванням «неочікуваних» коливань. Дійсно на кутах $\beta \leq 70^\circ$ в робочій області $f < 380$ ТГц з'являється «нове» «світле» коливання. Частота якого подібно до частоти коливання, пов'язаного із електричним диполем спрямованим вздовж меншої діагоналі ромбу, зменшується разом із значенням кута β . Кутові залежності власних частот згаданих чотирьох коливань подані на Рис. 2.11.

Аналіз розподілу поля характерного для 4 власного коливання показує, що цей розподіл дуже сильно змінюється з частотою (Рис. 2.12).

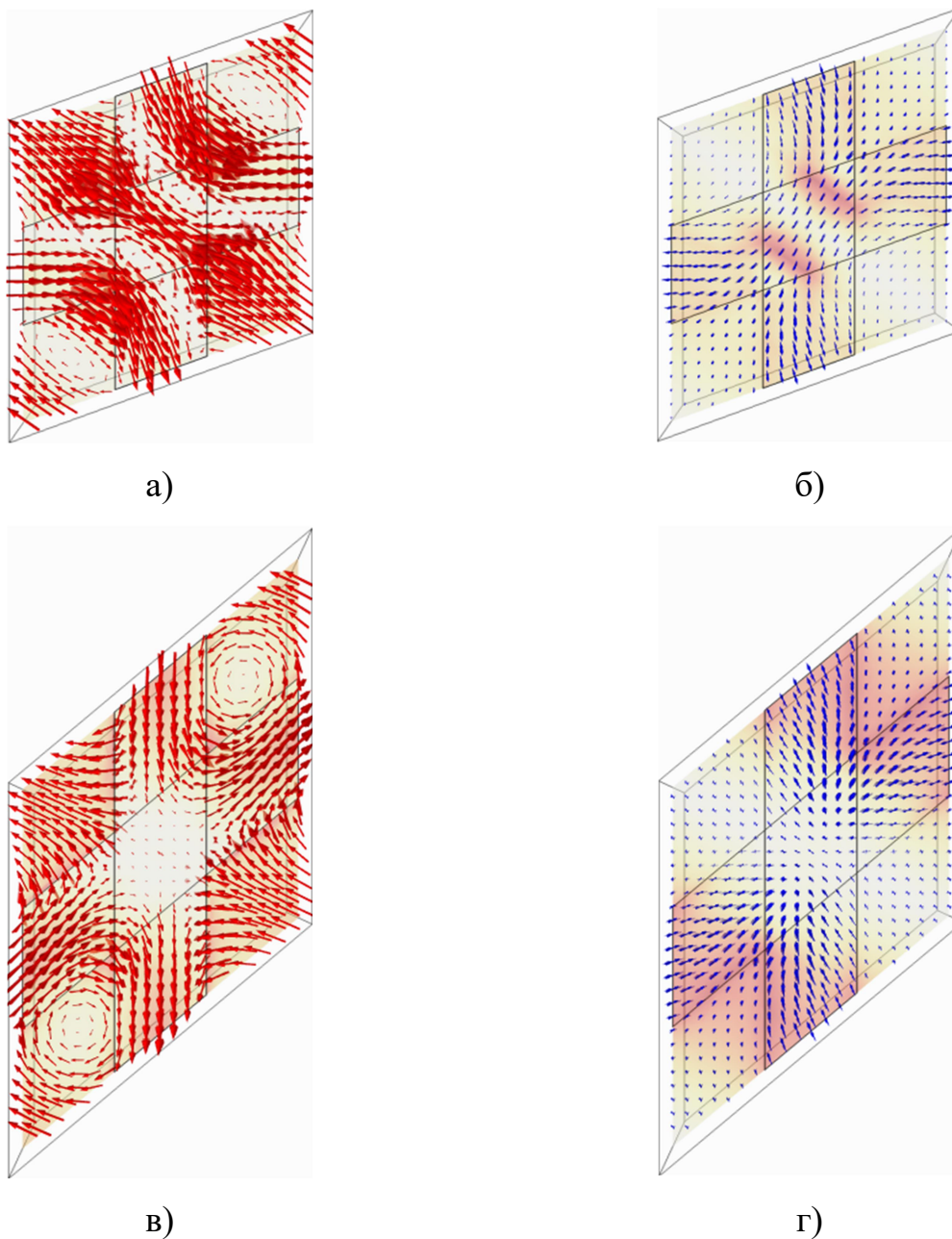


Рисунок 2.12. Розподіли електричного (а, в) і магнітного (б, г) полів у метаповерхні із ромбічною коміркою, що відповідає 4му власному коливанню для різних значень кутів: $\beta = 70^\circ$, $f_{c4} = 368,77 + j3,92$ ТГц (а,б) та $\beta = 50^\circ$, $f_{c4} = 312,86 + j7,56$ ТГц (в,г).

Легко побачити, що розподіл поля на Рис. 2.6а співпадає з розподілом для власного колювання з Рис. 2.12в. Цей факт пояснює у тому числі великий вклад додаткового піку запирання для x -поляризованої хвилі.

На останньому етапі цікавим було порівняння резонансів, що спостерігаються на частотних залежностях коефіцієнтів відбиття та поглинання, з відповідними частотами власних колювань. З цією метою на Рис. 2.13 побудовані відповідні частотні залежності розраховані за формулами, що вказані на осях ординат. Власні частоти нанесені за наступним правилом: для дійсної частини власної обиралась амплітуда відповідної залежності для певного кута β .

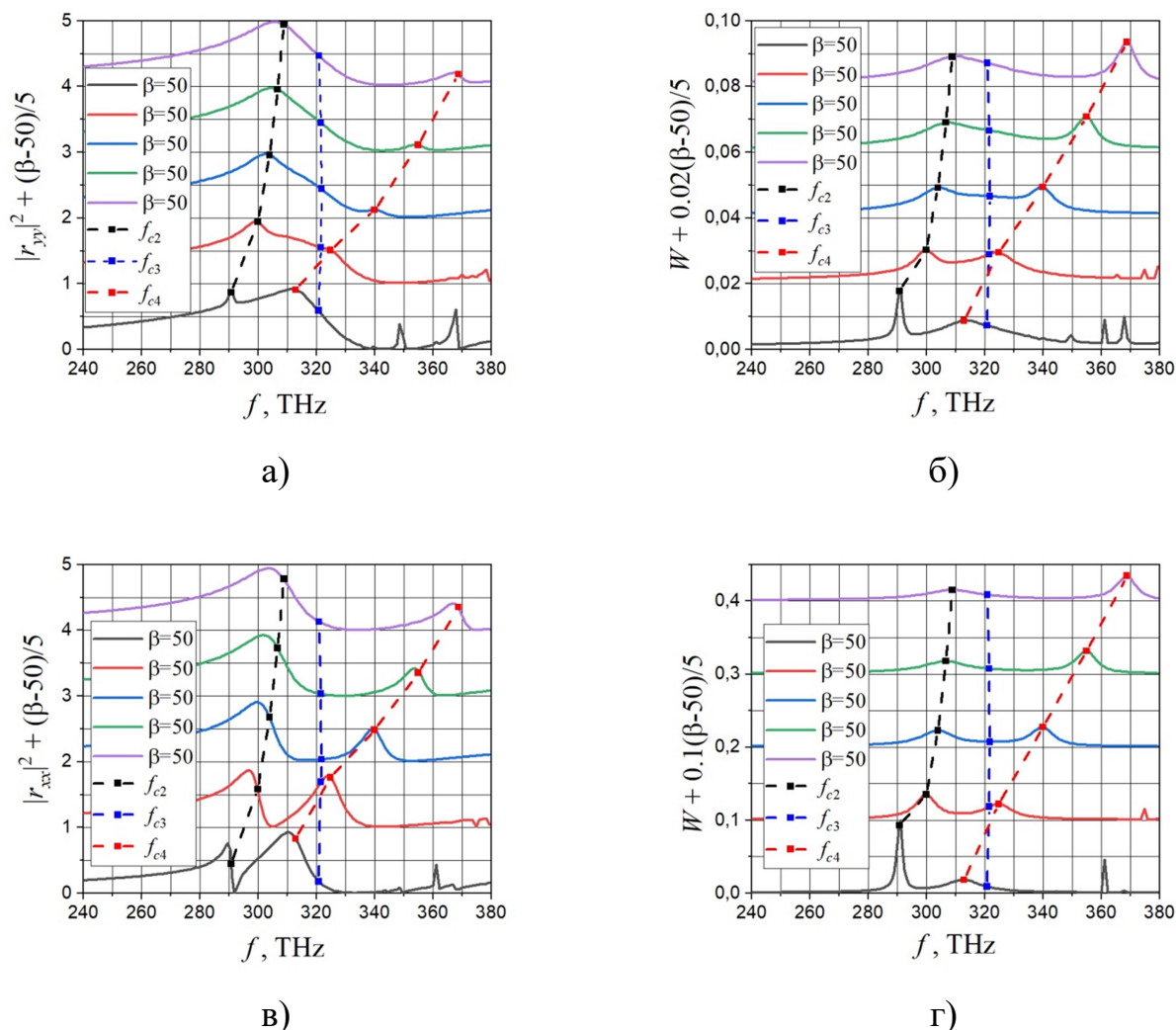


Рисунок 2.13. Частотні залежності відбиття (а,в) та поглинання (б,г) для y - (а,б) та x - (в,г) поляризованих хвиль з накладеними на них власними частотами, які пов'язані із «світлими» модами метаповерхні.

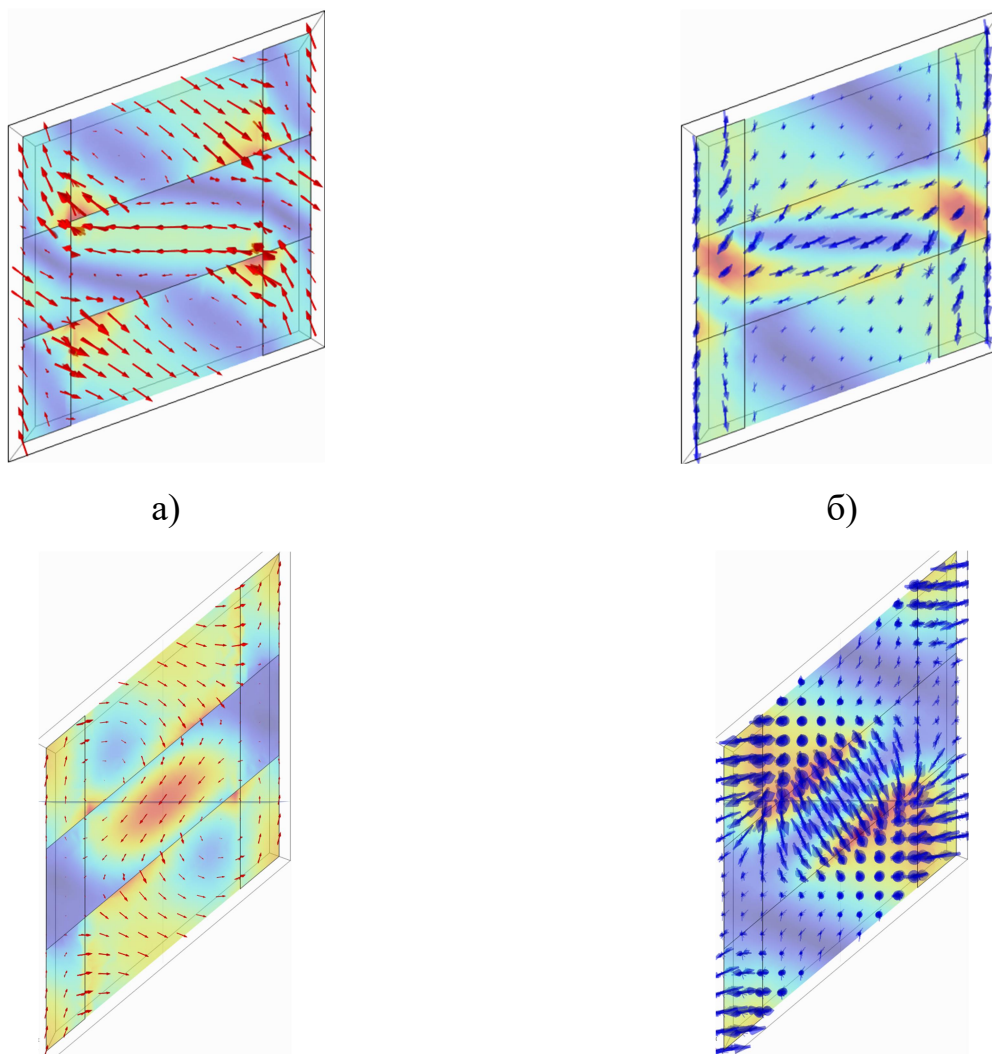


Рисунок 2.15. Розподіли електричного (а, в) і магнітного (б, г) полів у метаповерхні із ромбічною коміркою, що відповідає 4му власному коливанию для різних значень кутів: $\beta = 70^\circ$, $f_{c4} = 368,77 + j3,92$ ТГц (а,б) та $\beta = 50^\circ$, $f_{c4} = 312,86 + j7,56$ ТГц (в,г).

2.5. Висновки до розділу 2

Таким чином, у розділі проаналізовані рішення задачі дифракції для двошарової метаповерхні з косокутною коміркою, яка утворена шляхом обертання один відносно одного двох ідентичних одновимірних масивів з

діелектричних брусів. Підтверджено виявлене у [16] явище динамічного керування поляризаційними характеристиками відбиття такої метаповерхні.

Вивчені дифракційні спектри такої метаповерхні і показано, що робочий діапазон частот в даній роботі повністю задовольняє умові відсутності дифракційних порядків.

На основі дослідження власних частот метаповерхні, встановлено, що додатковий максимум відбиття, що з'являється у спектрі відбиття такої метаповерхні та призводить до динамічної зміни поляризаційних та відбиваючих властивостей метаповерхні пов'язаний із локалізацією поля поза межами області перетину брусів.

У той же час, залишається відкритим два питання: чому в спектрі розсіяння метаповерхні не проявляється в явній формі резонанс, який пов'язаний із формуванням електричного диполю вздовж більшої діагоналі ромбу, та яким чином впливає двошаровість періодичної комірки на властивості спектру відбиття.

Тому в наступному розділі увагу буде приділено дослідженню впливу шаруватості метаповерхні та потреби у існуванні неперервних брусів.

3. ДОСЛІДЖЕННЯ ПРИРОДИ ТА ВЛАСТИВОСТЕЙ ДОДАТКОВОГО РЕЗОНАНСУ

В попередньому розділі було підтверджено появу у спектрі відбиття механічно перелаштованої двошарової метаповерхні, що утворена двома однаковими масивами діелектричних брусів, які перехрещуються та можуть вільно обертатись один відносно одного, додаткового резонансу. Цей резонанс дозволяє проводити динамічну зміну поляризаційних та відбивних спроможностей метаповерхні, а тому важливо розуміти його природу, щоб керувати положенням цього резонансу на частотній шкалі та його добротністю. Крім того, залишається питання, чи вірно визначена природа цього резонансу, так як під час зміни кута схрещення масивів брусів, його розподіли суттєво змінюються. Також залишається відкритим питання його залежності від поляризації хвилі, що падає на метаповерхню. В цьому розділі я намагався виявити основні причини появи цього резонансу в метаповерхні.

3.1. Одношарова косокутня метаповерхня із окремим елементом в періодичній комірці

На першому етапі було цікаво виявити, чи впливає на появу додаткового резонансу двошаровість метаповерхні на існування резонансу. Нагадаю, що початкова двошаровість метаповерхні була зумовлена її функціональністю, а саме: можливістю в режимі реального часу керувати її спектром розсіяння. Як показав числовий експеримент при утворенні одношарової метаповерхні, геометрія, якої отримується шляхом суміщення масивів схрещених брусів в одному і тому самому шарі не призводить до порушення спектру відбиття при всіх кутах β . Спостерігається лише не великий частотний зсув, який легко пояснюється зміною ефективної товщини метаповерхні. З чого було зроблено висновок про те, що природа додаткового резонансу жодним чином не пов'язана з багатошаровістю метаповерхні.

Тому подальші дослідження в цьому розділі були присвячені дослідженню власних коливань діелектричної частинки у вигляді косокутного хреста. На Рис. 3.1 наведені частотні залежності відбиття та поглинання для двошарової метаповерхні та одношарової поверхні з косокутним хрестоподібним елементом, який отримано з двошарової шляхом суміщення брусків в одному шарі та розривання діелектричного зв'язку поміж елементами в сусідніх комірках зазором у діелектричних смугах завтовшки 210 нм.

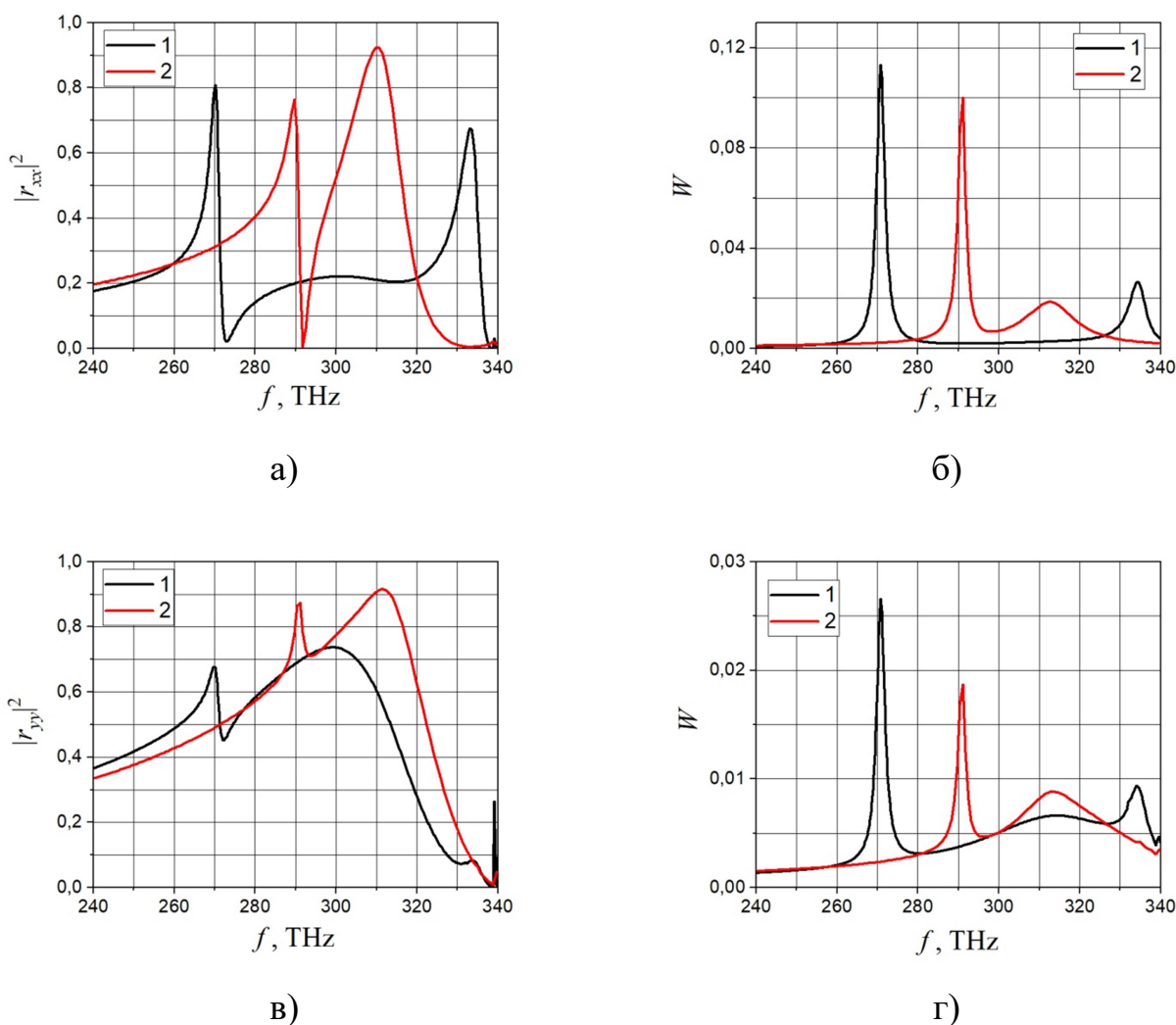


Рисунок 3.1. Частотні залежності відбиття (а, в) і поглинання (б, г) x - (а,б) та y -поляризованих (в,г) хвиль для косокутної метаповерхні з окремим косокутним хрестоподібним елементом (лінії 1) та двошарової метаповерхні (лінії 2) для випадку $\beta = 50^\circ$.

Легко побачити, що структура резонансів залишається тією ж самою, але змінюється розташування резонансів (максимуми поглинання на графіках на Рис. 3.1), що призводить до спотворення частотних залежностей відбиття від системи. Крім того, на коефіцієнті поглинання для y -поляризованої хвилі, що взаємодіє з одношаровою метаповерхнею з окремим елементом на періоді, ми вперше бачимо 3 окремі максимуми поглинання, розподіли полів на цих частотах збігаються із розподілами власних коливань всіх «світлих» мод, які знаходить Comsol (Рис. 3.2). Середній максимум відповідає дуже низько добротному коливанию, яке відповідає формуванню електричного диполю вздовж більшої діагоналі серцевини хрестоподібного елемента. Цей факт дозволяє припустити, що це власне коливания збуджується і в двошаровій метаповерхні, але її параметри обрані таким чином, що воно «маскується» іншими коливаниями і, як наслідок, не було виявлено в розділі 2 при аналізі відбиття та поглинання.

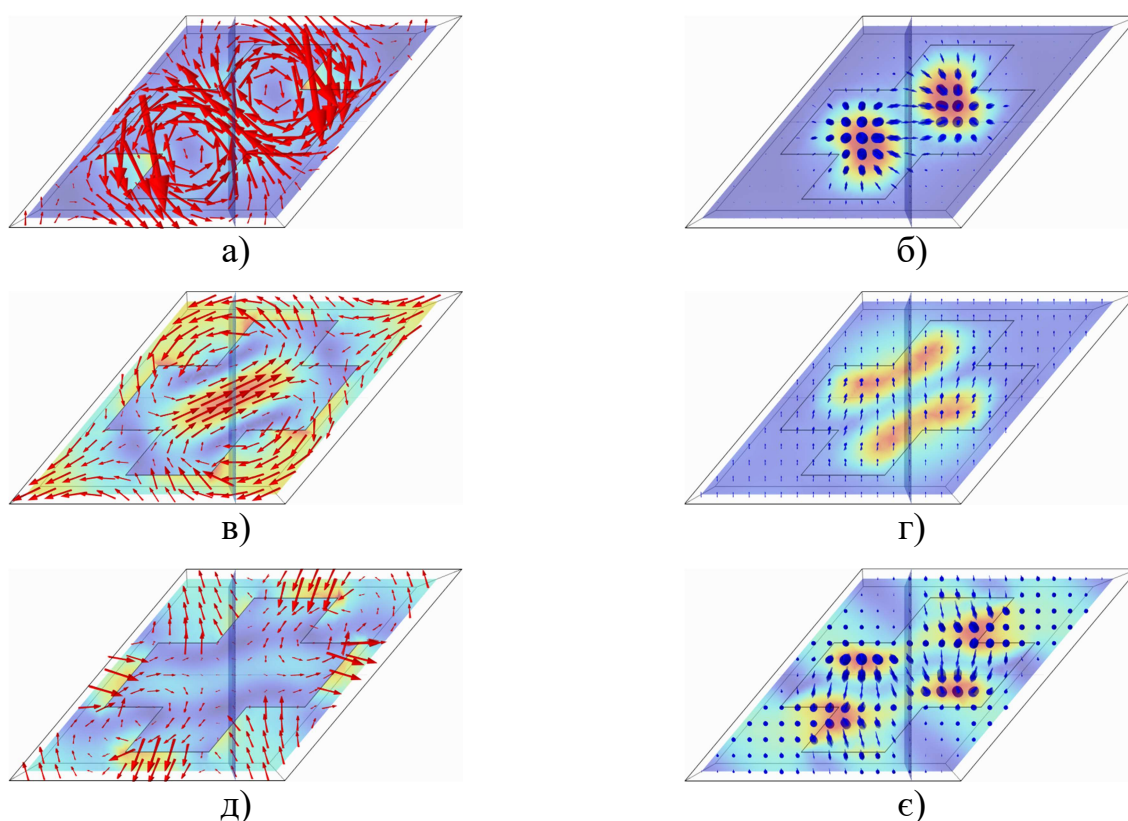


Рисунок 3.2. Розподіли електричного (а,в,д) та магнітного (б,д,е) полів на частотах, що відповідають максимумам поглинання на Рис. 3.1б (лінія 1): (а,б) – 270,82 ТГц; (в,г) – 314,25 ТГц; (д,е) – 334,97 ТГц.

Відмітимо, що для окремого елемента в косокутній метаповерхні вдалось виявити коливання, яке з'являється як додаткове на кутах $\beta < 70^\circ$ в двохшаровій метаповерхні, навіть за кута 90° . Рис. 3.3 демонструє залежності від кута власних частот косокутної метаповерхні з окремим косокутним хрестоподібним елементом. Для зручності на Рис 3.4 наведені типові розподіли полів для цих власних коливань, але для зручності були виключені з розгляду всі «замкнені» коливання.

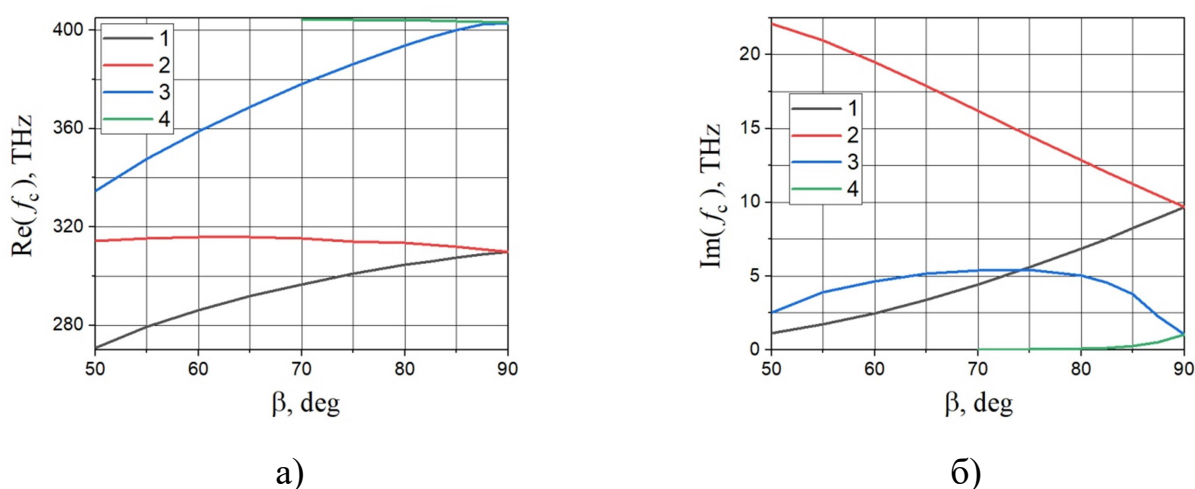


Рисунок 3.3. Залежності комплексних частот власних «світлих» коливань косокутної метаповерхні з окремим хрестоподібним елементом, який утворюється за схемою двохшарової метаповерхні шляхом прибирання 210 нм діелектрику в центрі плечів, що з'єднують області перекриття.

Бачимо, що фактично, «додаткове» коливання пов'язано із формуванням в хрестоподібному елементі двох синфазних електричних диполів, які орієнтовані вздовж меншої діагоналі центральної ромбовидної частини. Але ці диполі формуються фактично поблизу вершин центрального ромбу, та містять частини, які розташовані на різних плечах частинки. Це коливання має ту ж природу, що і основний дипольний електричний резонанс. Як і у випадку з основним коливанням, в прямокутному хресті має місце двократне виродження цього резонансу, яке відображається, як два власних коливання майже з однаковими комплексними частотами.

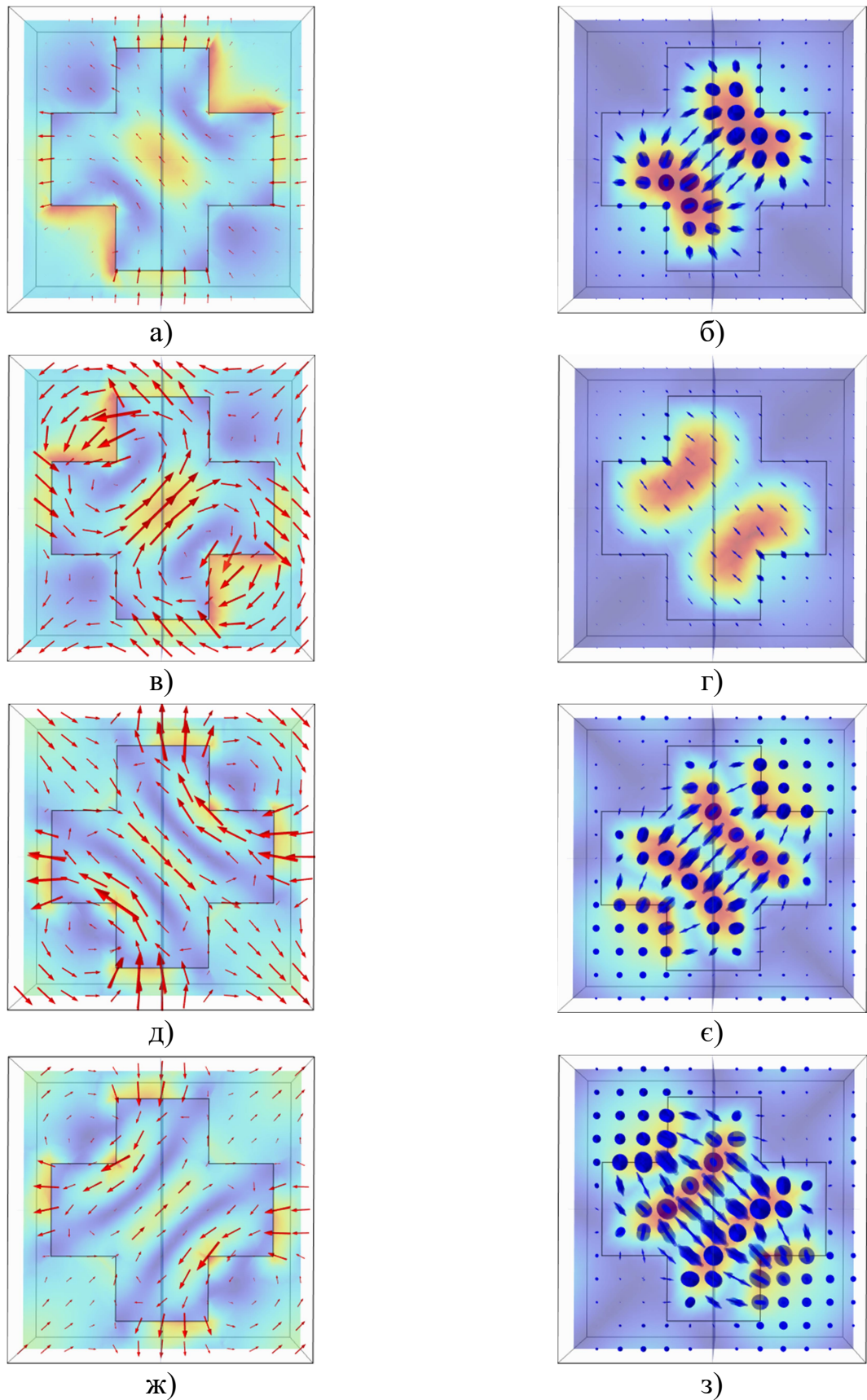


Рисунок 3.4. Розподіли електричного (а,в,д,ж) та магнітного (б,г,є,з) полів, що відповідають власним коливанням 1,2,3 та 4 з Рис. 3.3 для випадку $\beta = 87.5^\circ$.

При деформації хреста за рахунок «повороту» однієї з частин, це виродження знімається. І для коливань, у яких поле спрямовано вздовж малої діагоналі паралелограму, а максимумами розподілу поля вздовж більшої діагоналі, частота спадає. В той же час, для іншої пари резонансна частота зростає, або лишається майже сталою.

Для вищого за порядком коливання градієнт зменшення дійсної частоти коливання значно більший відносно основного (див. лінії 1 та 3 на Рис. 3.3), що скоріш за все зв'язано із більш ефективним використанням форми хрестоподібного елемента при зменшенні β .

Виходячи з того, що власні коливання 1 та 3 мають одну природу: основне та вище коливання, пов'язані із формуванням одного та двох електричних диполів спрямованих вздовж малої діагоналі центрального ромбу, то перетин їх комплексних частот неможливо. Тому спостерігаємий характер залежностей відповідних власних частот двошарової метаповерхні при кутах $\beta \in [40^\circ; 45^\circ]$ може бути наслідком обміну типом коливань, пов'язаним із перетином їх уявних частин поблизу $\beta = 57^\circ$ (Рис. 2.11). На жаль, подальше зменшення кута для обраної геометрії двошарової метаповерхні призводить до різкої зміни поведінки коливань, що пов'язано з їх виходом у область параметрів задачі, яка забезпечує розповсюдження вищих дифракційних порядків від метаповерхні.

З іншого боку, одношарова метаповерхня, яка може розглядатись як така, що отримана з двошарової методом розташування обох масивів діелектричних брусків в один шар завтовшки h , демонструє комплексні власні частоти з меншою дійсною частиною. Така метаповерхня дозволяє подовжити кутові залежності власних частот до $\beta = 40^\circ$, залишаючись в межах одномодового режиму (Рис. 3.5). На Рис. 3.5 область кутів та частот, в межах якої існує лише нульовий дифракційний порядок лежить праворуч від лінії 5, яка демонструє залежність частоти відсічки вищих дифракційних порядків косокутної двоперіодичної системи від кута розкриву β .

В області кутів $\beta \in [40^\circ, 60^\circ]$ відбувається обмін властивостями коливань 1 та 3. Цей факт зокрема підтверджується і розподілами полів власних коливань поза межами цієї області. У вказаному діапазоні значень кутів розкриву власні коливання втрачають чітко зрозумілі розподіли полів, які їм характерні до та після цього діапазону.

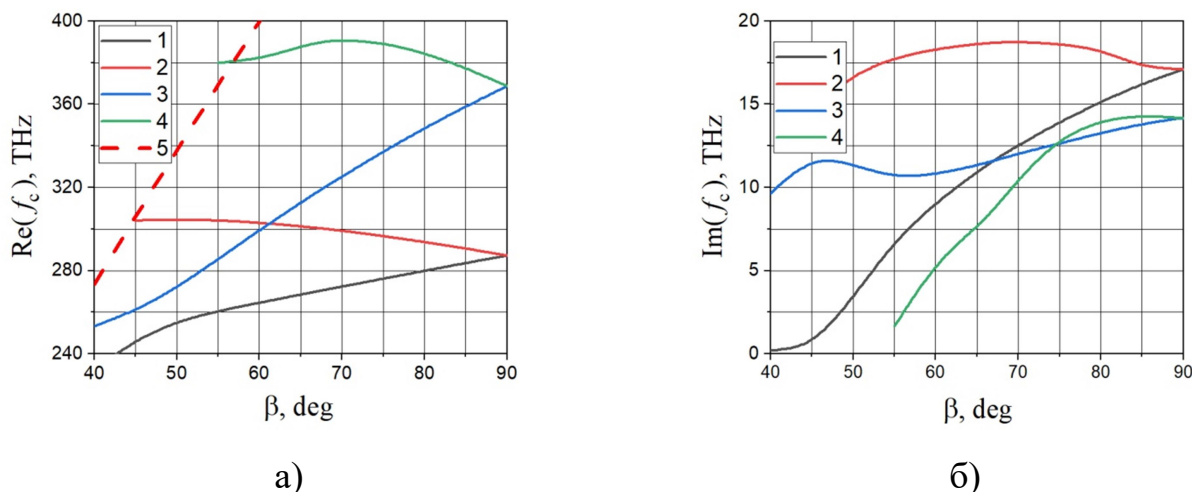


Рисунок 3.5. Залежності комплексних частот власних «світлих» коливань косокутної метаповерхні з окремим хрестоподібним елементом, який утворюється за схемою двошарової метаповерхні шляхом прибирання 210 нм діелектрику в центрі плечів, що з'єднують області перекриття.

3.2. Висновки до розділу 3

В цьому розділі проаналізовано природу власного коливання двошарової метаповерхні із косокутною періодичною коміркою, яке призводить до появи «додаткового» резонансу на частотних залежностях відбиття.

З цією метою перевірено низку факторів, які можуть бути ключовими на формування цього резонансу, а саме: багат шаровість структури та вплив неперервності діелектричних брусів. Задля цього в роботі розглянута одношарова метаповерхня з косокутною періодичною коміркою, яка може розглядатись, як

така, що отримана шляхом зсуву верхнього масиву брусів у шар нижнього масиву. Зрозуміло, що при цьому товщина «області» перекриття двох масивів в двошаровій метаповерхні фактично зменшується вдвічі, що може призвести до частотного зсуву власних частот. Дійсно зсув частот спостерігається, але при цьому спектр власних коливань зберігається і коливання, що призводить до появи «додаткового» резонансу у двошаровій метаповерхні зберігається.

Після цього було проаналізовано ситуацію з косокутною метаповерхню, яку можна утворити з одношарової метаповерхні шляхом розділення елементів в сусідніх комірках. Це досягається введенням повітряних зазорів посередині діелектричних брусків, що з'єднують ромбовидні центровки. І знову, ми бачимо, що спектр власних коливань зберігається.

Власне коливання ідентифіковане, як вищий тип електричного дипольного коливання при якому в окремому елементі наводяться два синфазні електричних диполів спрямованих вздовж малої діагоналі ромбовидної центральної частини. Відмітимо, що це дозволило довести, що зв'язок поміж елементами в різних базових комірках є непринциповим для формування цього власного коливання.

ВИСНОВКИ

Таким чином, вперше показана можливість досягнення механічного налаштування резонансного відгуку повністю діелектричної метаповерхні на електромагнітне поле терагерцового діапазону за рахунок зняття виродження електричного поздовжнього дипольного резонансу перехрещених масивів із кремнієвих брусів під час їх повороту по відношенню один до одного. Механічне перелаштування частоти відбувається у досить широкому частотному діапазоні.

ЛІТЕРАТУРА

1. J. Scheuer. Optical metasurfaces are coming of age: Short- and long-term opportunities for commercial applications. *ACS Photonics*, 7, 1323–1354, 2020.
2. A. M. Shaltout, V. M. Shalaev, and M. L. Brongersma. Spatiotemporal light control with active metasurfaces. *Science*, 364, 2019.
3. P. Gutruf, C. Zou, W. Withayachumnankul, M. Bhaskaran, S. Sriram, and C. Fumeaux. Mechanically tunable dielectric resonator metasurfaces at visible frequencies. *ACS Nano*, 10, 133–141, 2016.
4. W. Peng and H. Wu. Flexible and stretchable photonic sensors based on modulation of light transmission. *Adv. Opt. Mater.*, 7, 1900329, 2019.
5. Y. Che, X. Wang, Q. Song, Y. Zhu, and S. Xiao. Tunable optical metasurfaces enabled by multiple modulation mechanisms. *Nanophotonics*, 9, 4407–4431, 2020.
6. S. Zahra, L. Ma, W. Wang, J. Li, D. Chen, Y. Liu, Y. Zhou, N. Li, Y. Huang, and G. Wen, Electromagnetic metasurfaces and reconfigurable metasurfaces: A review. *Front. Phys.*, 8, 615 2021.
7. C. U. Hail, A.-K. U. Michel, D. Poulidakos, and H. Eghlidi, Optical metasurfaces: Evolving from passive to adaptive. *Adv. Opt. Mater.*, 7, 1801786, 2019.
8. M. Y. Shalaginov, S. D. Campbell, S. An, Y. Zhang, C. Ríos, E. B. Whiting, Y. Wu, L. Kang, B. Zheng, C. Fowler, H. Zhang, D. H. Werner, J. Hu, and T. Gu, “Design for quality: reconfigurable flat optics based on active metasurfaces,” *Nanophotonics* 9, 3505–3534 (2020).
9. L. Kang, R. P. Jenkins, and D. H. Werner, Recent progress in active optical metasurfaces, *Adv. Opt. Mater.* 7, 1801813, 2019.
10. Z. Wu and Y. Zheng, Moiré metamaterials and metasurfaces, *Adv. Opt. Mater.* 6, 1701057, 2018.
11. Z. Wu and Y. Zheng, Moiré chiral metamaterials, *Adv. Opt. Mater.* 5, 1700034, 2017.

12. V. Yachin, L. Ivzhenko, S. Polevoy, and S. Tarapov, Resonant response in mechanically tunable metasurface based on crossed metallic gratings with controllable crossing angle, *Appl. Phys. Lett.* 109, 221905, 2016.
13. S. Kruk and Y. Kivshar, Functional meta-optics and nanophotonics governed by Mie resonances, *ACS Photonics* 4, 2638–2649, 2017.
14. R. Paniagua-Domínguez, S. T. Ha, and A. I. Kuznetsov, Active and tunable nanophotonics with dielectric nanoantennas, *Proc. IEEE* 108, 749–771, 2020.
15. W. Liu, Z. Li, H. Cheng, and S. Chen, Dielectric resonance-based optical metasurfaces: From fundamentals to applications, *iScience* 23, 101868, 2020
- 16.
17. G. Yu, Y. Wang, M.I. Katsnelson and S. Yuan. Origin of the magic angle in twisted bilayer graphene from hybridization of valence and conduction bands. *Phys. Rev. B*, 108(4):045138, 2023.
18. G. Hu, A. Krasnok, Y. Mazor, C. Qiu, A. Ali. Moiré Hyperbolic Metasurfaces. *Nano Letters*, 20(5):3217-3224, 2020.
19. N Liu, H. Liu, S. Zhu, and H. Giessen, Stereometamaterials, *Nat. Photonics* 3, 157, 2009.
20. D.A. Powell, K. Hannam, I.V. Shadrivov, and Y.S. Kivshar, Near-field interaction of twisted split-ring resonators, *Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys.* 83, 235420, 2011.
21. P. Gutruf, C. Zou, W. Withayachumnankul, M. Bhaskaran, S. Sriram, and C. Fumeaux, Mechanically Tunable Dielectric Resonator Metasurfaces at Visible Frequencies, *ACS Nano*. 10, 133, 2015.
22. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (Wiley, New York, 2004), 8th ed.