

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА
НАВЧАЛЬНО-НАУКОВИЙ ІНСТИТУТ
КОМП'ЮТЕРНОЇ ФІЗИКИ та ЕНЕРГЕТИКИ

Кафедра комп'ютерної фізики та енергетики

ПОЯСНЮВАЛЬНА ЗАПИСКА

до дипломної роботи
за освітньо-кваліфікаційним рівнем бакалавр

«Фотонні топологічні переходи у скручених двошарових двовимірних наноструктурах»

Виконав: студент 4 курсу, групи НФ-44

Грінченко А.А.

спеціальність:

105 Прикладна фізика та наноматеріали

освітня програма:

Комп'ютерна фізика

Керівник: асистент

Єрмаков О.Є.

Харків – 2022

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

Навчально-науковий інститут комп'ютерної фізики та енергетики
Кафедра Комп'ютерна фізика та енергетика
Рівень вищої освіти (освітньо-кваліфікаційний рівень) бакалавр
Спеціальність 105 Прикладна фізика та наноматеріали
Освітня програма Комп'ютерна фізика

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ Костянтин НЕМЧЕНКО
підпис

“ ____ ” _____ 2022 року

**ЗАВДАННЯ
НА ДИПЛОМНУ РОБОТУ**

Грінченко Артем Андрійович

1. Тема роботи: «Фотонні топологічні переходи у скручених двошарових двовимірних наноструктурах»

керівник роботи: Єрмаков Олег Євгенович, асистент.

Затверджено наказом по університету від 27 квітня 2022 року № 4201-5/121.

2. Строк подання студентом роботи 00.00.2022

3. Перелік питань, які потрібно розробити:

1) Відновлення дисперсії тензору поверхневої провідності для анізотропної метаповерхні з коефіцієнту відбиття;

2) Виведення та аналіз закону дисперсії поверхневих хвиль на анізотропній метаповерхні;

- 3) Аналіз спектральної ширини гіперболічного режиму та топологічного переходу поверхневих хвиль на анізотропній метаповерхні;
- 4) Керування частотою топологічного переходу поверхневих хвиль на двошаровій анізотропній метаповерхні за рахунок скручення шарів одного відносно іншого .

4. План роботи

№ з/п	Назви етапів роботи
1	Вибір теми кваліфікаційної роботи
2	Затвердження теми кафедри
3	Робота з літературними та іншими джерелами
4	Написання вступу до роботи та першого розділу
5	Написання другого розділу
6	Написання третього розділу
7	Написання четвертого розділу
8	Завершення написання дипломної роботи (висновки та література)
9	Подача науковому керівнику
10	Відгук, підготовка до захисту
11	Попередній захист
12	Захист

5.Дата видачі завдання _____

Студент	_____ підпис	АРТЕМ ГРІНЧЕНКО
Керівник роботи	_____ підпис	ОЛЕГ ЄРМАКОВ

Перелік скорочень та абревіатур

ППП – поверхневий плазмон-поляритон

ТМ – поперечна магнітна

ТЕ – поперечна електрична

ГПП – гіперболічний плазмон-поляритон

ІЧК – ізочастотні контури

РЕФЕРАТ

Грінченко Артем «Фотонні топологічні переходи у скручених двошарових двовимірних наноструктурах». Кваліфікаційна робота бакалавра з прикладної фізики. – Харків: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2022. – 41 с.

Робота складається з вступу, чотирьох розділів, висновків. Робота містить 18 рисунків, 1 таблицю, 28 використаних літературних джерел.

Мета кваліфікаційної роботи – визначити реальні дизайни структур метаповерхонь для керування частотою топологічного переходу, режимом та напрямком розповсюдження поверхневих хвиль.

Об'єктом досліджень кваліфікаційної роботи – анізотропні плазмонні метаповерхні на базі золотих наночастинок різної форми.

Предмет досліджень кваліфікаційної роботи – дисперсія та топологічні переходи поверхневих хвиль на метаповерхнях.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ПЛАЗМОНІКА, МЕТАПОВЕРХНІ, ПОВЕРХНЕВИЙ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОН, ГІПЕРБОЛІЧНА ДИСПЕРСІЯ, ТОПОЛОГІЧНИЙ ФАЗОВИЙ ПЕРЕХІД, СКРУЧЕНІ ДВОШАРОВІ ПОВЕРХНІ.

ABSTRACT

Hrinchenko Artem “Photonic topological transitions in twisted two-layer two-dimensional nanostructures”. Qualification work of the bachelor of applied physics. – Kharkiv. – V. N. Karazin KhNU, 2022. – 41 p.

The purpose of the diploma project is the to determine real designs of structures of metasurfaces for control of frequency of topological transition, mode and direction of propagation of surface waves.

The object of research – anisotropic plasmonic metasurfaces based on gold nanoparticles of various shapes.

The subject of research – dispersion and topological transitions of surface waves on metasurfaces.

KEYWORDS: PLASMONIC; METASURFACES; SURFACE PLASMON-POLARITON; HYPERBOLIC DISPERSION; TOPOLOGICAL PHASE TRANSITION; TWISTED TWO-LAYER SURFACES.

Зміст

Вступ	10
Розділ 1. Історичний огляд	12
1.1 . Поверхневий плазмон-поляритон на межі метал-діелектрик	12
1.2. Поверхневий плазмон-поляритон на графені	20
1.3. Поверхневий плазмон поляритон на метаповерхнях.....	24
1.4. Багат шарові структури.....	25
Розділ 2. Методи, аналітичні та чисельні моделі поверхневих плазмон-поляритонів на двовимірних структурах.....	28
2.1. Відновлення поверхневої провідності метаповерхні з результатів вимірюванню коефіцієнту відбиття.	28
2.2. Дисперсійне рівняння поверхневого плазмон-поляритону на гіперболічній метаповерхні	28
2.3. Ізочастотні контури гіперболічного плазмон-поляритону	30
2.4. Дисперсія та ізочастотні контури гіперболічних плазмон-поляритонів в скручених двошарових метаповерхнях.....	31
Розділ 3. Результати дослідження ППП для реальних дизайнів	34
3.1. Моделювання відбиття плоских хвиль від метаповерхонь. Дизайни метаповерхонь	34
3.2 Екстракція тензора поверхневої провідності для обраних дизайнів гіперболічних метаповерхонь.....	36
3.3. Ізочастотні контури гіперболічних плазмон-поляритонів для обраних дизайнів метаповерхонь	41
3.4. Дисперсія та ізочастотні контури гіперболічних плазмон-поляритонів для реальних дизайнів скручених двошарових метаповерхонь.	46

Розділ 1. Вступ та історичний огляд поверхневих плазмон-поляритонів
Мотивація
Історичний огляд (ППП на метал-діелектрик, PPP на графені)
Багатошарові

Розділ 2. Аналітичні та чисельні методи вивчення PPP на анізотропних
двовимірних структурах.
Екстракція провідності...
PPP на гіперболічних метаповерхнях (дисперсії, ізочастотки)
Дисперсія PPP на багатошарових (Котов)

Розділ 3. Результати дослідження PPP для реальних дизайнів
гіперболічних метаповерхонь.
Реальні дизайни, моделювання відбиття
Отримані провідності, їх дисперсія та аналіз
Отримані дисперсії PPP та ізочастотки
Їх дослідження у двошарових скручених

Вступ

Метаповерхні, двомірний (2D) аналог метаматеріалів, нещодавно привернули до себе значну увагу як відмінний кандидат для ефективного керування електромагнітними (ЕМ) хвилями. Метаповерхня – це періодичний субхвильовий масив розсіювачів, що забезпечує ефективне формування променя, маніпулювання фазою та поляризацією світла. Вони можуть служити як пристрої оптичного управління, таких як поляризаційні перетворювачі, антени, досконалі поглиначі, перемикачі, датчики, селектори частоти і т.д.

Крім того, мініатюризація та планаризація оптичних компонентів потребує керування оптичним (електромагнітним) сигналом у площині, зокрема напрямком, хвильовим фронтом та режимом розповсюдження поверхневих електромагнітних хвиль. На відміну від об'ємних метаматеріалів, метаповерхні дозволяють усунути об'ємні втрати, спростити процес виготовлення та забезпечити повне інтегрування в оптичні планарні пристрої.

Різноманітні режими розповсюдження поверхневих хвиль характеризуються просторовим розподілом електромагнітних полів та швидкістю розповсюдження. Одним з таких практично важливих режимів є гіперболічний. В просторі хвильових векторів постійної частоти у цьому режимі спостерігаються контури у формі гіпербол. Цей режим важливий для підсилення спонтанного випромінювання джерел поблизу метаповерхонь, планарного лінзування та передачі електромагнітного сигналу у площині. Окремо треба виділити

топологічний фазовий перехід, що характеризується розповсюдженням поверхневої хвилі уздовж одного напрямку.

У цій роботі досліджено гіперболічний режим та топологічний перехід для поверхневих хвиль на анізотропних резонансних метаповерхнях. Зокрема, відновлено дисперсії компонент тензора поверхневої провідності для реальних дизайнів анізотропних резонансних метаповерхонь на базі золотих наночастинок різної форми. Таким чином, наведено практичний рецепт з пошуку дизайну метаповерхні для бажаної задачі.

Нарешті, проаналізовано можливості керування частотою топологічного переходу для двошарової анізотропної резонансної метаповерхні за рахунок кута скручення одного шару відносно іншого. Це дозволяє гнучко змінювати режим розповсюдження поверхневих хвиль на одній частоті.

Отримані результати відкривають нові можливості для оптичних систем обробки та передачі інформації, інтегрованих оптичних схем та оптичного маніпулювання наночастинками, а також можуть стати платформою для пошуку дизайнів метаповерхонь для бажаних застосувань.

Розділ 1. Історичний огляд

1.1. Поверхневий плазмон-поляритон на межі метал-діелектрик

Поверхневий плазмон-поляритон (ППП) (англ. surface plasmon-polariton) — це поверхнева електромагнітна хвиля, що поширюється, у найпростішому випадку, уздовж межі розділу, що розділяє метал і діелектрик.

Вивчення поверхневих поляритонів почалося у зв'язку з дослідженням поширення радіохвиль. Експериментальний прояв поверхневих електромагнітних хвиль на межі металу виявлено Робертом Вудом у 1912 році у вигляді ґратових аномалій Вуда [1], їх інтерпретація у термінах поверхневих плазмонних поляритонів дана У. Фано (1941) [2].

Розглянемо найпростішу структуру, в якій можливе існування ППП — плоску межу поділу між металом та діелектриком (Рис. 1.1).

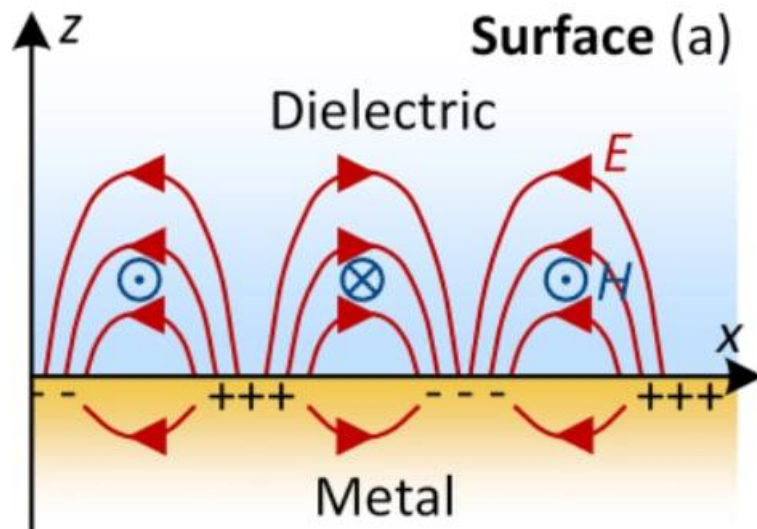


Рисунок 1.1. Поширення поверхневого плазмонного поляритону (SPP) вздовж металевої поверхні. Взаємодія електричного (червоного) і магнітного (синього) полів з поверхневими зарядами в металі. Світло поєднується з коливаннями заряду і поширюється у вигляді електромагнітної хвилі вздовж поверхні

Запишемо електричні та магнітні поля:

$$\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r}-\omega t)} \quad (1.1)$$

$$\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r}-\omega t)} \quad (1.2)$$

Вибираємо такі системи координат, як хвиля поширюється в xz -площині:

$$\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z = i\kappa), \kappa > 0, \mathbf{r} = (x, y, z) \quad (1.3)$$

Запишемо рівняння Максвелла:

$$\mathit{curl}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.4)$$

$$\mathit{curl}\mathbf{H} = \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.5)$$

Отримуємо 6 скалярних рівнянь відповідно. Перша система рівнянь відповідає поперечній магнітній (ТМ) поляризації, друга відповідає поперечній електричній (ТЕ) поляризації.

Для ТЕ-поляризації маємо:

$$\begin{aligned} -ik_z E_y + i\mu \frac{\omega}{c} H_x &= 0 \\ ik_x E_y + i\mu \frac{\omega}{c} H_z &= 0 \\ ik_z H_x - ik_x H_z + i\mu \frac{\omega}{c} E_y &= 0 \end{aligned} \quad (1.6)$$

Для ТМ-поляризації маємо:

$$\begin{aligned} \kappa H_y + i\varepsilon \frac{\omega}{c} E_x &= 0 \\ ik_x H_y + i\varepsilon \frac{\omega}{c} E_z &= 0 \\ ik E_x - ik_x E_z + i\varepsilon \frac{\omega}{c} H_y &= 0 \end{aligned} \quad (1.7)$$

У випадку немагнітного середовища рішення існує тільки для ТМ

поляризації. Для ТЕ поляризації ми отримаємо лише нуль, тобто тривіальне рішення. Розглянемо детальніше властивості поверхневого плазмон-поляритона для ТМ поляризації на межі метал-діелектрик, розв'язуючи рівняння (1.7).

$$k_z H_y = \varepsilon \frac{\omega}{c} E_x$$

$$i k_z E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i \mu \frac{\omega}{c} H_y \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = -i \varepsilon \frac{\omega}{c} E_z$$

Підставимо E_x і E_z у друге рівняння, і в цьому випадку ми отримаємо рівняння Гельмгольца для Ну-компоненти магнітного поля, і тоді E_z і E_x компонент електричного поля можна було б виразити через магнітне поле.

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - \left(k_z^2 - \mu \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} \right) H_y = 0$$

$$E_z = \frac{i}{\varepsilon \omega} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (1.9)$$

$$E_x = \frac{k_z}{\varepsilon \omega} H_y$$

Граничні умови ($\mu_1 = \mu_2 = 1$)

$$H_{1,y}(0) = H_{2,y}(0) \Rightarrow H_1 = H_2 = H_0 \quad (1.10)$$

$$E_{1,z}(0) = E_{2,z}(0) \Rightarrow \frac{\kappa_1}{\varepsilon_1} + \frac{\kappa_2}{\varepsilon_2} \quad (1.11)$$

$$\frac{\sqrt{k_z^2 - \varepsilon_1 \omega^2 / c^2}}{\varepsilon_1} + \frac{\sqrt{k_z^2 - \varepsilon_2 \omega^2 / c^2}}{\varepsilon_2} = 0 \Rightarrow \varepsilon_1 \varepsilon_2 < 0 \quad (1.12)$$

Де $\varepsilon_1 \varepsilon_2 < 0$ головна умова існування ППП.

Отримуємо дисперсійне рівняння ППП:

$$k_z = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (1.13)$$

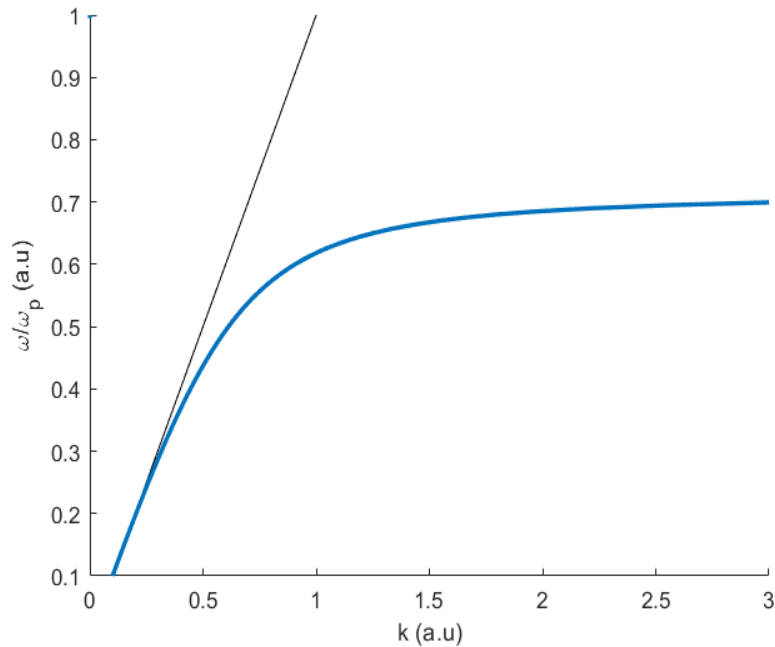


Рисунок 1.2. Дисперсія ППП на межі метал-діелектрик, тобто залежність частоти від хвильового вектора у безрозмірних одиницях. Чорна лінія відповідає світловій лінії у вакуумі.

Діелектрична проникність металів добре описується за допомогою моделі Друде [3,4].

$$\varepsilon_1 = 1; \varepsilon_2 = 1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2}, \quad (1.14)$$

де Ω_p – плазмова частота [5]. Відповідна дисперсія ППП показана на Рис. 1.2. Перепишемо дисперсійне рівняння в іншому вигляді:

$$k_z = k_0 \sqrt{\frac{\Omega_p^2 - \omega^2}{\Omega_p^2 - 2\omega^2}}, \quad (1.15)$$

де $k_0 = \frac{\omega}{c}$ – хвильовий вектор плоскої хвилі у вакуумі. Розглянемо граничні випадки. На малих частотах дисперсія ППП близька до дисперсії плоскої хвилі:

$$\omega \rightarrow 0, \text{ тоді } k_x \rightarrow k_0$$

Поблизу $\omega \rightarrow \frac{\Omega_p}{\sqrt{2}}$, тоді $k_x \rightarrow \infty$

Ще точніше поведінка металів у плазмонному вікні частот описується моделлю Друде-Лоренца, що бере до уваги міжзонні переходи електронів в металах [3,4]:

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\Omega_p^2}{\Omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \quad (1.16)$$

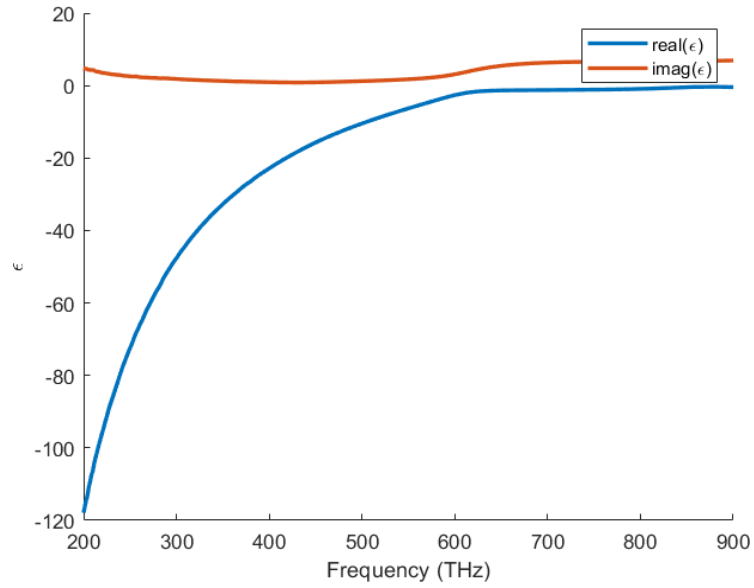


Рисунок 1.3. Частотна залежність дійсної (синьої) та уявної (червоної) частин діелектричної функції золота

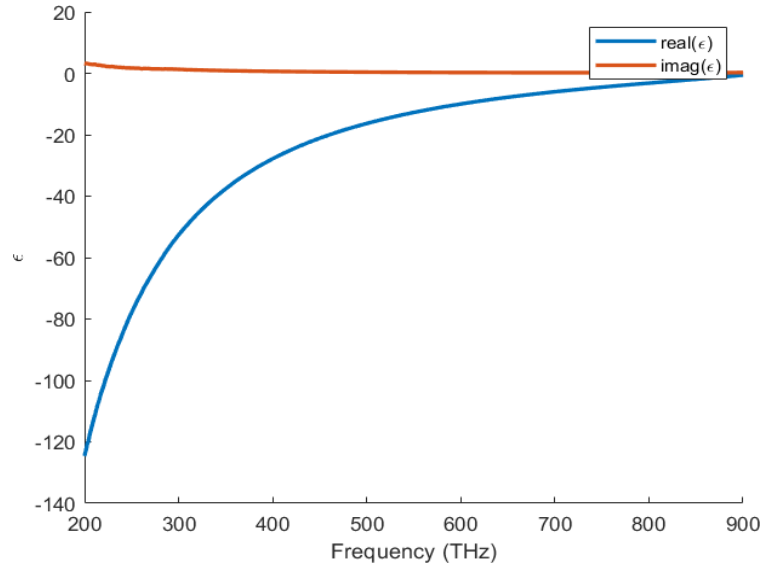


Рисунок 1.4. Частотна залежність дійсної (синьої) та уявної (червоної) частин діелектричної функції срібла

Дисперсії діелектричної проникності для реальних металів побудовані на Рис. 1.3 та Рис. 1.4, а саме для золота та срібла згідно експериментальним вимірюванням у дослідженні [6]. На графіках Рис.1.3. та Рис.1.4 чітко видно залежність дійної частини проникності від частоти, що є від'ємною.

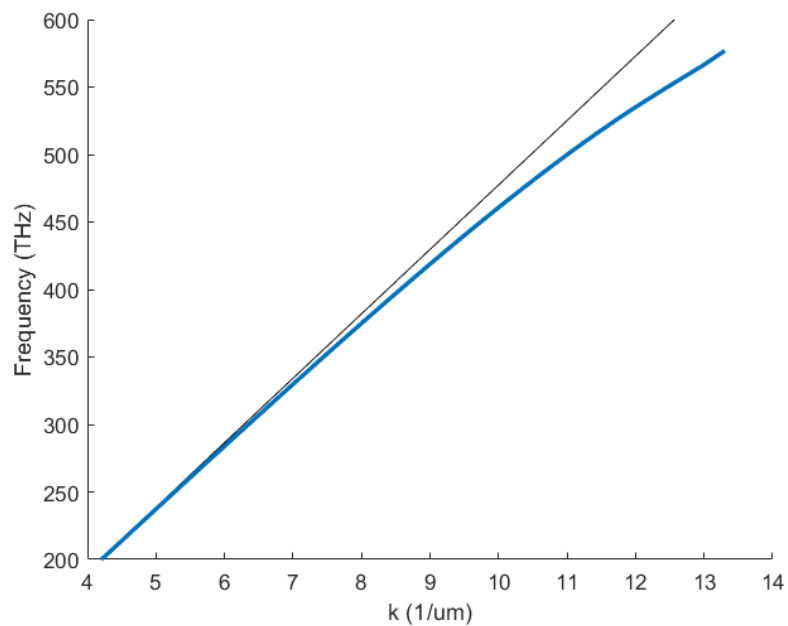


Рисунок 1.5. Дисперсія ППП на межі розділу золото-повітря

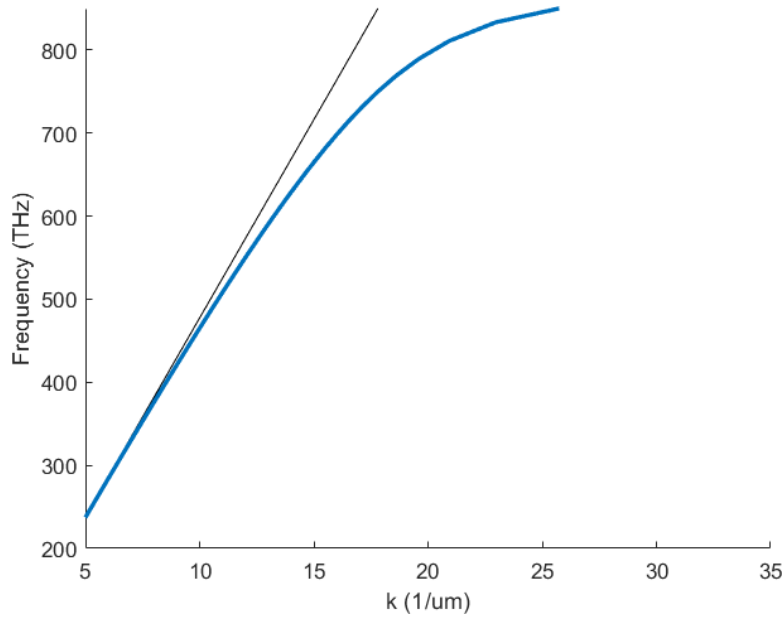


Рисунок 1.6. Дисперсія ППП на межі розділу срібло-повітря

Дисперсії ППП на межі повітря та золота, повітря та срібла показані на Рис.1.5 та Рис.1.6 відповідно.

1.2. Поверхневий плазмон-поляритон на графені

Управління поширенням і властивостями ППП в структурах на основі графену може здійснюватися за допомогою докладання електричних і магнітних полів, за допомогою нелінійних властивостей графену. Проте нелінійні процеси зазвичай мають надзвичайно слабку природу і вимагають високої вхідної потужності для збудження.

Запишемо тангенціальні компоненти електричного та магнітного

полей:

$$\mathbf{E}_{1\tau} - \mathbf{E}_{2\tau} = 0 \quad (1.17)$$

$$\mathbf{H}_{1\tau} - \mathbf{H}_{2\tau} = \frac{4\pi}{c} \sigma \quad (1.18)$$

$$\mathbf{n}_{12} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0 \quad (1.19)$$

Граничні умови для тангенціальних компонентів електричного поля поверхневої хвилі: $\mathbf{E}_{1x} = \mathbf{E}_{2x}$; $\mathbf{E}_{1y} = \mathbf{E}_{2y}$

$$\mathbf{n}_{12} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = 0 \quad (1.20)$$

$$\mathbf{n}_{12} \times \mathbf{H}_2 = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ 0 & 0 & -1 \\ H_{2x} & H_{2y} & H_{2z} \end{vmatrix} = \mathbf{i}H_{2y} - \mathbf{j}H_{2x} \quad (1.21)$$

$$\mathbf{e}_x(H_{2y} - H_{1y}) = \mathbf{j}\mathbf{e}_x = (\sigma\mathbf{E})\mathbf{e}_x = \sigma\mathbf{E}_{x1} \quad (1.22)$$

$$\mathbf{e}_y(-H_{2x} + H_{1x}) = \mathbf{j}\mathbf{e}_y = (\sigma\mathbf{E})\mathbf{e}_y = \sigma\mathbf{E}_{y2} \quad (1.23)$$

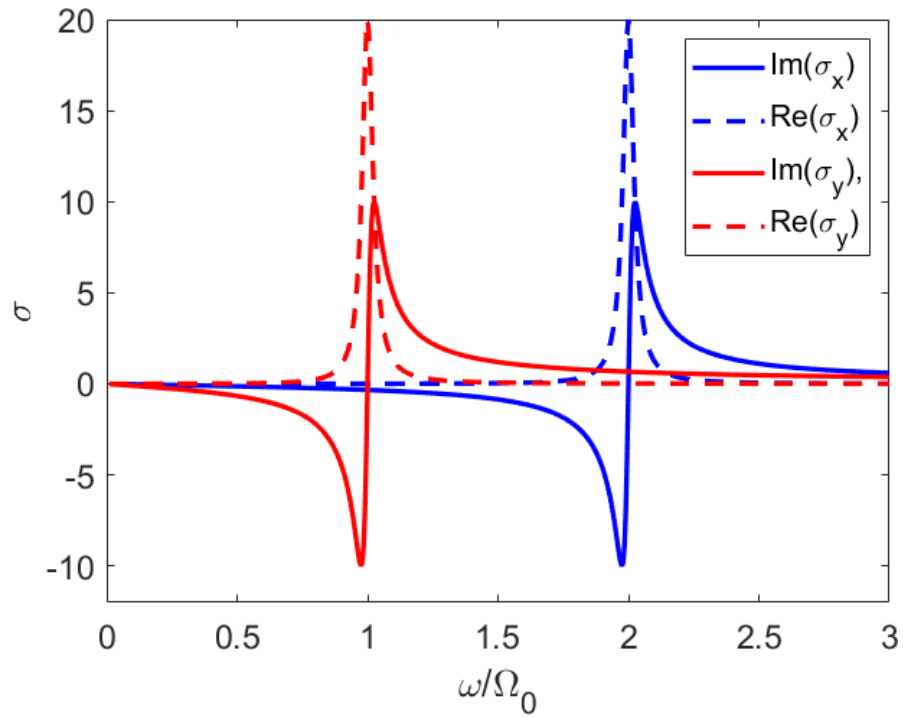


Рисунок 1.7. Дисперсія дійсної (синьої та червоної пунктирної) та уявної (синьої та червоної суцільної) частин поверхневої провідності для резонансної ізотропної метаповерхні в безрозмірних одиницях.

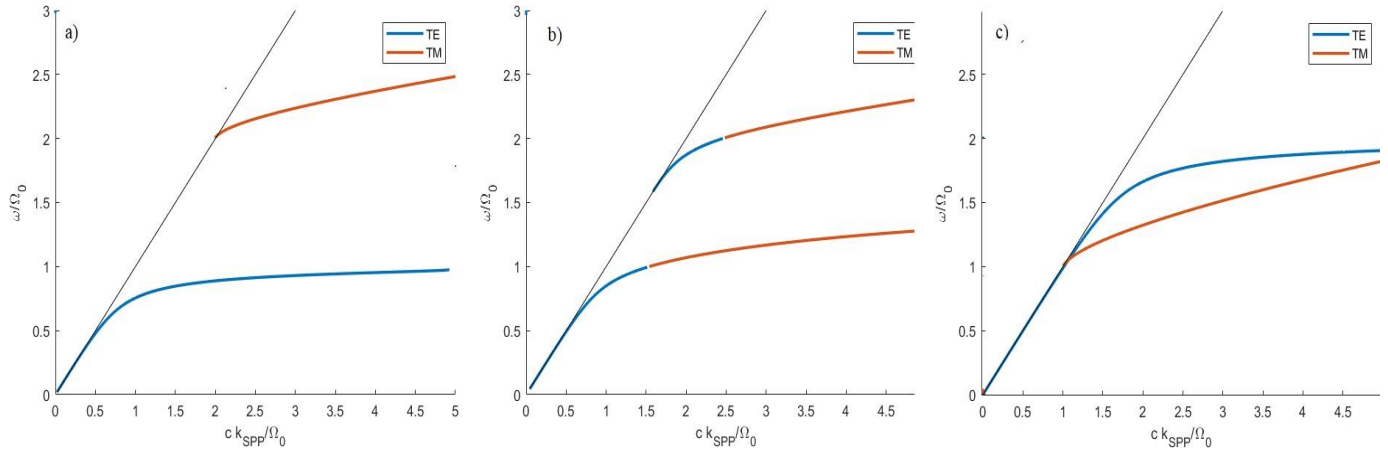


Рисунок 1.8. Дисперсія ТЕ (синя) і ТМ (червона) ППП, що поширюється вздовж метаповерхні в безрозмірних одиницях. Чорна лінія відповідає світловій лінії у вакуумі. а) $\alpha = 0^\circ$ б) $\alpha = 45^\circ$ і с) $\alpha = 90^\circ$.

Запишемо дисперсійне рівняння для поперечної магнітної хвилі ТМ:

$$\frac{\varepsilon_1 k_0}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon_2 k_0}{\kappa_2} + i\sigma = 0 \quad (1.24)$$

σ є поверхневою провідністю, зробимо заміну $\sigma = i\sigma_0$

$$\frac{\varepsilon_1 k_0}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon_2 k_0}{\kappa_2} > a > 0 \quad (1.25)$$

$$a - \sigma_0 = 0 \quad (1.26)$$

Також, для поперечної електричної хвилі, коли графенові плазмони бувають ТЕ [7]: $\sigma = i\sigma_0$

$$\frac{\kappa_1}{\mu_1 k_0} + \frac{\kappa_2}{\mu_2 k_0} - i\sigma = 0 \quad (1.27)$$

$$\frac{\kappa_1}{\mu_1 k_0} + \frac{\kappa_2}{\mu_2 k_0} > a > 0 \quad (1.28)$$

$$a - \sigma_0 = 0 \quad (1.29)$$

Даний рисунок (Рис.1.8) обчислювався за цими формулами:

$$\kappa_1 = k_0 \frac{\zeta - \sqrt{\zeta^2 - \sigma_{\parallel,\parallel} \sigma_{\perp,\perp}}}{-i\sigma_{\parallel,\parallel}} \quad (1.30)$$

$$\kappa_2 = k_0 \frac{\zeta + \sqrt{\zeta^2 - \sigma_{\parallel,\parallel} \sigma_{\perp,\perp}}}{-i\sigma_{\parallel,\parallel}} \quad (1.31)$$

Де

$$\zeta = \frac{1}{Z} + \frac{Z}{4} \det \hat{\sigma}$$

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} - \text{поверхневий опір}$$

$\det \hat{\sigma} = \sigma_x \sigma_y$ - визначник поверхневої провідності

$$k_{TE} = \sqrt{k_0^2 + \kappa_1} \Theta[\kappa_1] \quad (1.32)$$

$$k_{TM} = \sqrt{k_0^2 + \kappa_2} \Theta[\kappa_2] \quad (1.33)$$

Де: $\Theta[\kappa_{12}]$ – Функція кроку Хевісайда.

1.3. Поверхневий плазмон поляритон на метаповерхнях

Поверхнева провідність, тобто σ може бути тензором, використовуючи ефективний тензор поверхневої провідності, ми можемо вивести дисперсійне рівняння для поверхневих електромагнітних хвиль, локалізованих на резонансній анізотропній метаповерхні, що лежить на межі розділу двох середовищ, запишемо його:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{\parallel} & 0 \\ 0 & \sigma_{\perp} \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

$$\hat{\sigma}\mathbf{E} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}E_x & \sigma_{xy}E_y \\ \sigma_{yx}E_x & \sigma_{yy}E_y \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

$$(\hat{\sigma}\mathbf{E})\mathbf{e}_x = \sigma_{\parallel}E_{x1} \quad (1.36)$$

$$(\hat{\sigma}\mathbf{E})\mathbf{e}_y = \sigma_{\perp}E_{y2} \quad (1.37)$$

$$\left(\frac{\kappa_1}{\mu_1 k_0} + \frac{\kappa_2}{\mu_2 k_0} - i\sigma_{\perp,\perp} \right) \left(\frac{\varepsilon_1 k_0}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon_2 k_0}{\kappa_2} + i\sigma_{\perp,\perp} \right) = \sigma_{\perp,\parallel} \sigma_{\parallel,\perp} \quad (1.38)$$

Про ізочастотки детальніше [8].

1.4. Багатошарові структури

Для чого потрібні багатошарові скручені структури?

Останні теоретичні та експериментальні роботи виявили безліч фотонних і поляритонних явищ у скручених фотонних структурах, таких як топологічний перехід поляритонної нанооптики, графенових плазмонних фотонних кристалів, поздовжній спін хіральних плазмонів муарових світлових ліній для кругового дихроїзму (2D) перехід локалізація – делокалізація індукованого світлом муаром фотонного калібрувального поля, зв'язаного стану в континуумі та муарових хіральних метаматеріалів. Таким чином, скручені фотонні структури є багатообіцяючою платформою для адаптації екзотичних взаємодій світло-матерія і можуть забезпечити цілий ряд фотонних застосувань, включаючи формування потоку світла на екстремальному нанорозмірі хіральної оптики, оптичне зондування, стереохімію хіральної плазмоніки та розробку ліків для розрізнення хіральної оптики. молекули різної ручності та нові джерела світла на чіпі. Як типовий приклад, у порівнянні з лазерними нанорезонаторами з дефектами фотонного кристала, заснованими на одній фотонній решітці,

нещодавно повідомлялося про лазери з магічним кутом в наноструктурованих муарових надгратках з трьома помітними характеристиками, а саме, менші об'єми моди, вищі коефіцієнти якості та менша пропускна здатність, що може привести до створення компактних і реконфігурованих нанолазерних масивів [9].

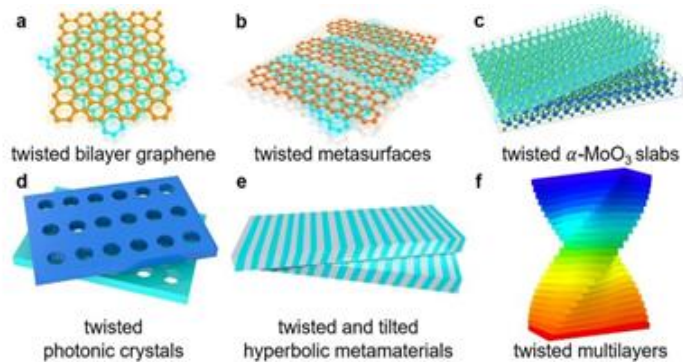


Рисунок 1.9. Схема різних скручених фотонних структур.

- a) Скручений двошаровий графен. б) Скручені метаповерхні. Анізотропна метаповерхня може бути побудована, наприклад, монослоя чорного фосфору або масивів графенових нанолент.
- с) Скручені пластини α -MoO₃, де α -MoO₃ – двовісний матеріал.
- д) Закручені фотонні кристали. (е) Скривлені та нахилені гіперболічні метаматеріали. Оптична вісь кожного гіперболічного метаматеріалу нахилена на ненульовий кут по відношенню до вертикальної осі.
- ф) Скручені багатошарові матеріали або багатошарові плити. [9]

Що за магічний кут? Чотири роки тому команда дослідників з Массачусетського технологічного інституту (MIT) у США розпочала сферу «твістроніки», виявивши, що два шари графену, зміщені на невеликий кут, можуть підтримувати низку ізолюючих і надпровідних електронних станів. Ця нова електронна платформа, названа графеном «магічного кута», ознаменувала початок принципово нового підходу до розробки пристроїв. [10]

Розділ 2. Методи, аналітичні та чисельні моделі поверхневих плазмон-поляритонів на двовимірних структурах

2.1. Відновлення поверхневої провідності метаповерхні з результатів вимірювань коефіцієнту відбиття.

Обчислюємо поверхневу провідність метаповерхонь згідно статті [11]. Розглядаючи двовимірний шар з ефективною провідністю σ затиснутий між двома середовищами з показниками заломлення n_1 (суперстрат) та n_2 (підкладка), можна знайти коефіцієнти Френеля [12] та виразити ефективну поверхневу провідність таким чином:

$$\sigma_{x,y} = \frac{n_1 - n_2 - S_{11}^{x,y}(n_1 + n_2)}{1 + S_{11}^{x,y}} \quad (2.1)$$

Де $S_{11}^{x,y}$ є компонентом S-матриці, що відповідає коефіцієнту відбиття.

Індекси x та y відповідають різним орієнтаціям електричного поля падаючої хвилі, запишемо σ для x та y :

$$\sigma_x = \frac{n_1 - n_2 - S_{11}^x(n_1 + n_2)}{1 + S_{11}^x} \quad (2.2)$$

$$\sigma_y = \frac{n_1 - n_2 - S_{11}^y(n_1 + n_2)}{1 + S_{11}^y} \quad (2.3)$$

2.2. Дисперсійне рівняння поверхневого плазмон-поляритону на гіперболічній метаповерхні

Гіперболічні метаповерхні, викликають великий інтерес завдяки своїм унікальним електромагнітним властивостям, таким як негативне заломлення, велика щільність станів, самоколімація поверхневих

плазмон-поляритонів (ППП), унікальний оптичний контроль спіна ППП та поляризаційна анізотропія фотолюмінесценції [13,14]. Залежно від складових матеріалів та геометричних параметрів площинний гіперболічний відгук може бути реалізований в ультрафіолетовому (УФ), оптичному, інфрачервоному (ІЧ), ТГц та мікрохвильовому діапазонах. Метаповерхні називаються гіперболічними, коли через крайню площинну анізотропію вони ведуть себе всередині листа як діелектрик в одному напрямку і як метал в ортогональному [17].

Запишемо ефективний тензор поверхневої провідності:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_x & 0 \\ 0 & \sigma_y \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Використовуючи цей тензор можемо записати дисперсійне рівняння ППП на гіперболічній метаповерхні:

$$\left(\frac{\kappa_1}{\mu_1 k_0} + \frac{\kappa_2}{\mu_2 k_0} - i\sigma_{\perp,\perp} \right) \left(\frac{\varepsilon_1 k_0}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon_2 k_0}{\kappa_2} + i\sigma_{\perp,\perp} \right) = \sigma_{\perp,\parallel} \sigma_{\parallel,\perp} \quad (2.5)$$

Де:

$$\sigma_{\parallel,\parallel} = \sigma_x \cos^2 \alpha + \sigma_y \sin^2 \alpha$$

$$\sigma_{\perp,\perp} = \sigma_x \sin^2 \alpha + \sigma_y \cos^2 \alpha$$

$$\sigma_{\parallel,\perp} = (\sigma_x - \sigma_y) \cos \alpha \sin \alpha$$

Поверхневі електромагнітні хвилі, що поширюються вздовж гіперболічної метаповерхні і мають гіперболоподібні ізочастотні контури, називаються гіперболічними плазмон-поляритонами (ГПП) [15]. ГПП теоретично передбачені [16, 17], а експериментально виявлено в видимому діапазоні частот ГПП [18], в мікрохвильовому

[19, 20]. Із формули (43), коли $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$; $\mu_1 = \mu_2 = \mu$; $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$ ми отримуємо такі відношення двох поляризацій:

$$\kappa^{TE} = \frac{\mu k_0 i \sigma}{2}$$

$$\kappa^{TM} = \frac{2i \varepsilon k_0}{\sigma}$$

Гіперболічні плазмон-поляритони залежать від кута α , при 45 градусів резонанси співпадають. Коли $\alpha = 0^\circ$ відновлює (2.4), а коли $\alpha = 90^\circ$ тензор знову стає діагональним із зміненим положенням діагональних власних значень. Резонансна реакція метаповерхні може бути виражена лоренційською формою однієї або двох компонентів тензора поверхневої провідності:

$$\sigma = \frac{iA\omega}{\omega^2 - \Omega_p^2 + i\gamma\omega} \quad (2.6)$$

де γ – пропускна здатність резонансу [21].

2.3. Ізочастотні контури гіперболічного плазмон-поляритону

Поверхневі модові властивості анізотропної метаповерхні найбільш яскраво проявляються в ізочастотних контурах (ІЧК) на площині k . Гібридна поляризація поверхневих хвиль ТЕ-ТМ на анізотропній метаповерхні призводить до безлічі ІЧК. Звичайний топологічний перехід відбувається між еліптичними та гіперболічними ІЧК, властивими анізотропним та гіперболічним метаматеріалам [22]. Слід зазначити, що багат шаровий набір гіперболічних метаповерхень може призвести до ще більш різноманітних ІЧК [23]. Топологічним переходом називається перехід від закритого контура тобто еліпса до

відкритого тобто гіперболи і навпаки. (Рис.2.1)

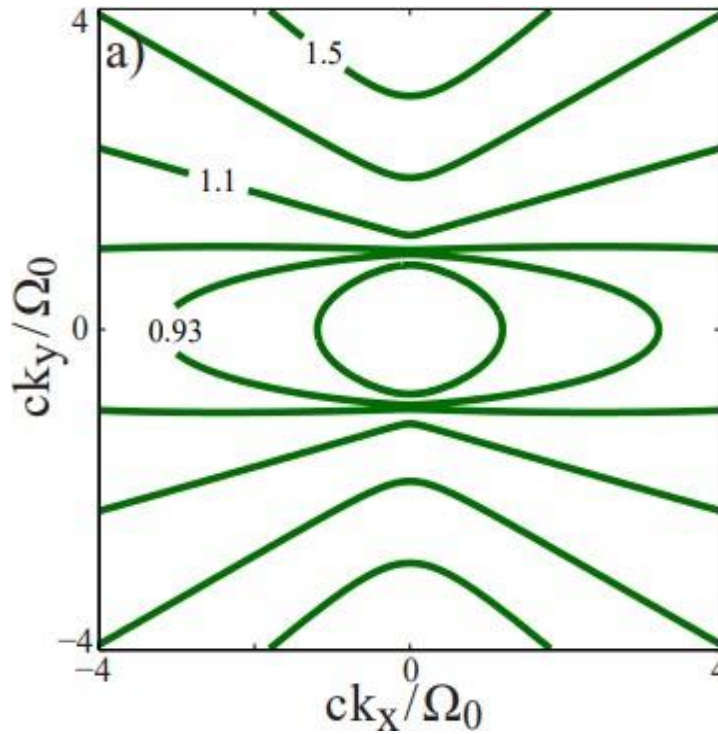


Рисунок 2.1. Ізочастотні контури на k-площині для різних частот.

2.4. Дисперсія та ізочастотні контури гіперболічних плазмон-поляритонів в скручених двошарових метаповерхнях

Коли анізотропія складових двовимірних шарів має вирішальне значення або за наявності зовнішнього магнітного поля для врахування поляризаційного змішування ТМ-ТЕ, слід використовувати формалізм 4×4 T-матриці або S-матриці [24, 25, 26]

Для обліку магнітоелектричного зв'язку в біанізотропних метаповерхнях [27] зручніше використовувати загальноприйнятий у НВЧ-оптиці формалізм матриці імпедансу та Т-подібне уявлення [28]. У даній роботі [23] розвивається узагальнений формалізм Т-матриці 4×4 , що дозволяє розраховувати лінійний оптичний відгук багатошарових метаповерхень, що складаються з довільних анізотропних 2D-шарів і враховує ТМ-ТЕ поляризаційне змішування, що є важливим для розрахунків гіперболічних хвиль. Використовуючи цей формалізм та підхід ефективної провідності, аналітично отримується загальне дисперсійне співвідношення для довільної двошарової метаповерхні. Аналізується дисперсії та топологія ІЧК гібридних хвиль у різних малошарових анізотропних метаповерхнях у найзагальнішому вигляді, не визначаючи структуру складових їх двовимірних шарів.

Розглянемо тонкі скручені двошарові метаповерхні, що складаються з двох двовимірних плазмонних шарів з прокладкою між ними і відносним площинним обертанням (заданим кутом закрутки φ). Дисперсія та ізочастотні контури в цьому випадку задаються співвідношенням [23].

$$\begin{aligned}
 & (\kappa_2^2 (P_{12}^{++} P_{23}^{++} + P_{12}^{\bar{+}} P_{23}^{\bar{-}} e^{-2\kappa_2 d}) + n_2^2 \sigma_1^{xy} \sigma_2^{yx} (1 - e^{-2\kappa_2 d})) \times \\
 & (n_2^2 (S_{12}^{++} S_{23}^{++} + S_{12}^{\bar{+}} S_{23}^{\bar{-}} e^{-2\kappa_2 d})) + \kappa_2^2 \sigma_1^{yx} \sigma_2^{xy} (1 - e^{-2\kappa_2 d})) = \\
 & \kappa_2^2 \sigma_1^{yx} (P_{23}^{++} + P_{23}^{\bar{-}} e^{-2\kappa_2 d}) + n_2^2 \sigma_2^{yx} (S_{12}^{++} + S_{12}^{\bar{+}} e^{-2\kappa_2 d}) \times \\
 & (n_2^2 \sigma_2^{xy} (S_{23}^{++} + S_{23}^{\bar{-}} e^{-2\kappa_2 d}) + \kappa_2^2 \sigma_1^{xy} (P_{12}^{++} - P_{12}^{\bar{+}} e^{-2\kappa_2 d})) \quad (2.7)
 \end{aligned}$$

де

$$P_{12}^{\pm\pm} = \frac{\varepsilon_1}{\kappa_1} \pm \frac{\varepsilon_2}{\kappa_2} \pm i\sigma_1^{xx}$$

$$P_{23}^{\pm\pm} = \frac{\varepsilon_2}{\kappa_2} \pm \frac{\varepsilon_3}{\kappa_3} \pm i\sigma_2^{xx}$$

$$S_{12}^{\pm\pm} = \frac{\kappa_1}{\mu_1} \pm \frac{\kappa_2}{\mu_2} \mp i\sigma_1^{yy}$$

$$S_{23}^{\pm\pm} = \frac{\kappa_2}{\mu_2} \pm \frac{\kappa_3}{\mu_3} \mp i\sigma_2^{yy}$$

$$\kappa_2 = \sqrt{q^2 - \varepsilon_2 \mu_2 k_0^2}$$

d – товщина між шарами

$n_2 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$ – показник заломлення другого шару

Розділ 3. Результати дослідження ППП для реальних дизайнів

3.1. Моделювання відбиття плоских хвиль від метаповерхонь. Дизайни метаповерхонь

У першому випадку ми розглядаємо два ізотропні, тобто коли $\sigma_x = \sigma_y$ дизайни із заданими геометриями і знаходимо для них залежність поверхневої провідності від довжини хвилі та коефіцієнт відбиття.

а) Нанодиск із круговим перерізом у квадратній решітці. б) Нанодиск з квадратним перерізом у квадратній решітці. Задані параметри:

$f = 0.35$ - (фактор заповнення), задається як:

$$f = \frac{S_{fig}}{S_{cell}} \quad (3.1)$$

Де S_{fig} – площа заданої фігури; S_{cell} – площа елементарної комірки; $a = 240$ нм – період комірки, $a_x = a * 0.8$, $a_y = a * 1.25$; R – радіус, $R_x = R * 0.8$, $R_y = R * 1.25$. Тоді $S_{cell} = a_x * a_y = a^2$, для нанодиску з круговим перерізом $S_{fig} = \pi R^2$, для нанодиску з квадратним перерізом $S_{fig} = D^2$, тому що $D_x = D_y = D$, D -сторона квадрату. Для двох наступних випадків ми використовуємо $S_{cell} = D_x * D_y$, для нанодиску с прямокутним перерізом, тобто $D_x = D * 0.8$,

$D_y = D * 1.25$ із-за цього залишається незмінним фактор заповнення. Із формули (3.1) для нанодиску з круговим перерізом, можна легко обчислити радіус ($R = 80$ (нм)). Аналізуючи ці два дизайни ми спостерігаємо схожі залежності коефіцієнту відображення (Рис.3.1) та поверхневої провідності (Рис.3.2) від довжини хвилі, тому що ми беремо однакові параметри та квадратну решітку.

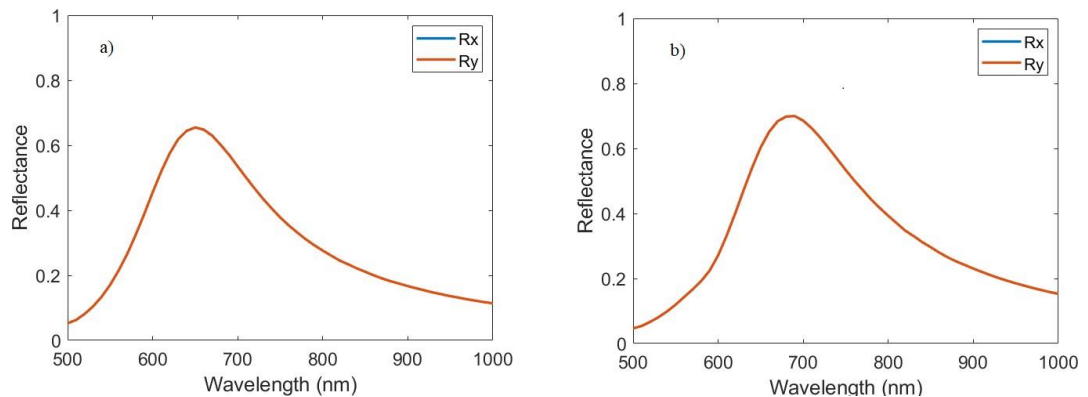


Рисунок 3.1. Залежність коефіцієнту відбиття від довжини хвилі в ізотропному випадку. а) Нанодиск з круговим перерізом у квадратній решітці, резонанс відбувається на 670 (нм), б) Нанодиск з квадратним перерізом у квадратній решітці, резонанс на 700 (нм)

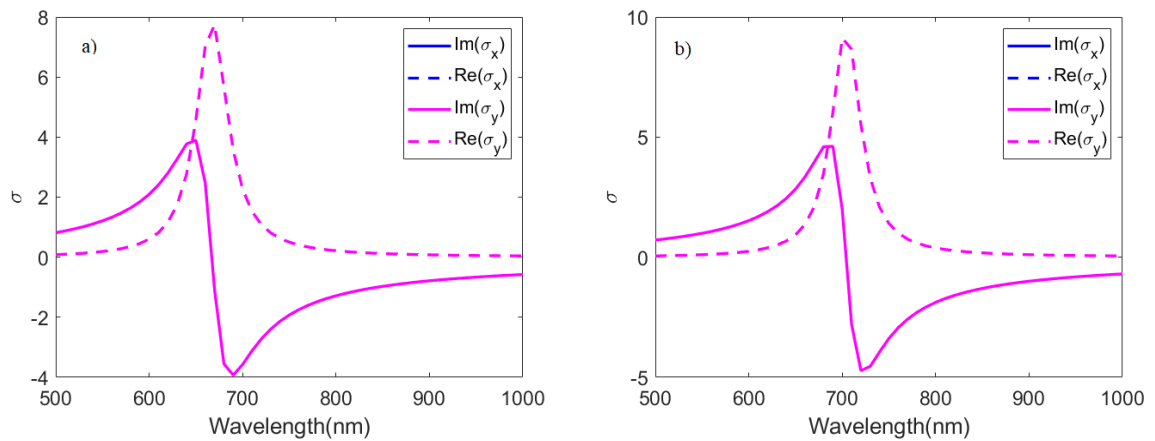


Рисунок 3.2. Залежність поверхневої провідності від довжини хвилі в ізотропному випадку. Суцільною лінією показана уявна частина, пунктирною дійсна. а) Нанодиск з круговим перерізом у квадратній решітці, б) Нанодиск з квадратним перерізом у квадратній решітці

Як ми бачимо, що на Рис.3.1 та Рис.3.2 резонанси для коефіцієнту відбиття та для дійсної частини поверхневої провідності співпадають. Коефіцієнти відбиття приблизно однакові, з них ми знаходимо поверхневу провідність з формули (S6) з [11]. Для нанодиску з круговим перерізом резонанс відбувається на довжині хвилі 670 (нм), а для нанодиску з квадратним перерізом на довжині хвилі 700 (нм).

3.2 Екстракція тензора поверхневої провідності для обраних дизайнів гіперболічних метаповерхонь

Розглянемо тепер анізотропний випадок, коли резонанс розщеплюється, тобто різні σ_x та σ_y виникає гіперболічний режим при якому $\text{Im}(\sigma_x)\text{Im}(\sigma_y) < 0$ різних знаків, і ми це аналізуємо, дивимося ширину гіперболічного режиму, ізочастотки та топологічний перехід. Беремо такі самі параметри як у першому випадку. Обравши такі дизайни як, метаповерхню з нанодисків з еліптичним перерізом у квадратній решітці та метаповерхню з прямокутним перерізом у квадратній решітці, ми бачимо як ізочастотні контури на (Рис.3.3) та (Рис.3.4)

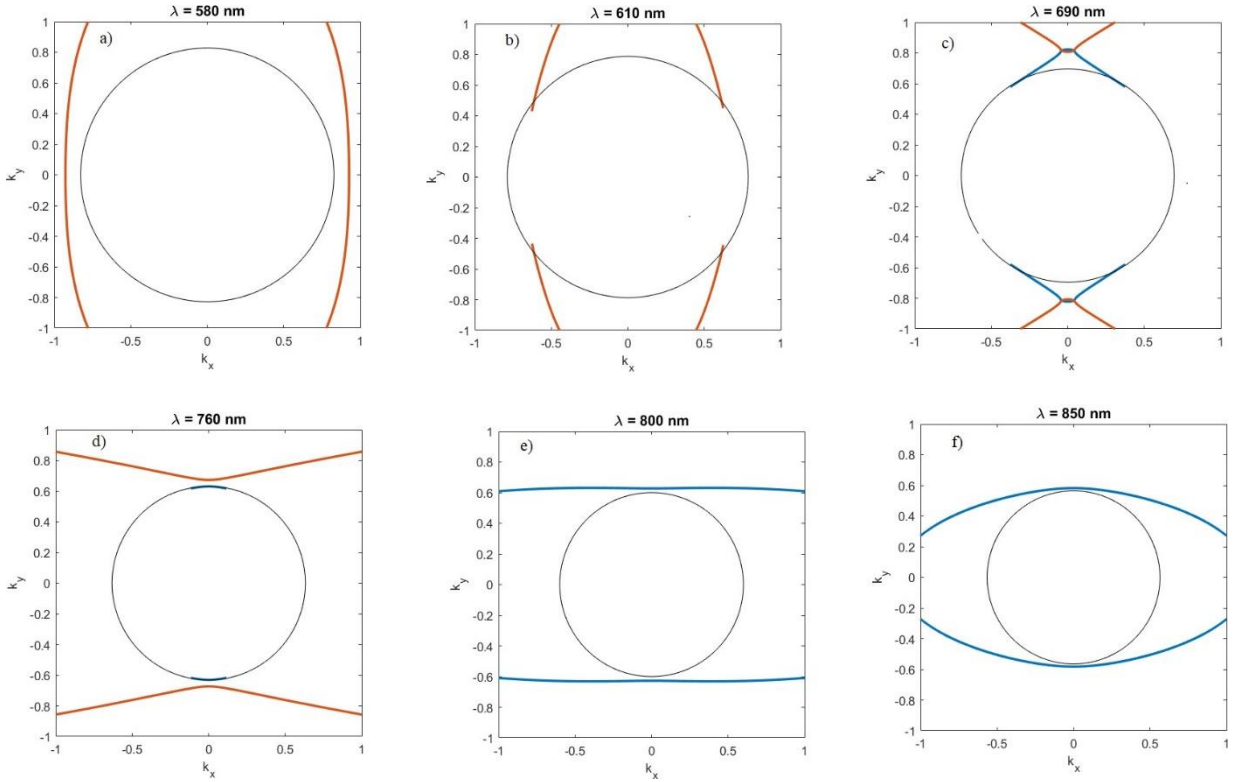


Рисунок 3.3. Топологічний перехід в метаповерхні, що складається з нанодисків з еліптичним перерізом у квадратній решітці. Чорне коло відповідає світлій лінії. Червона відповідає квазі-ТМ, синя квазі-ТЕ. а) $\lambda = 580$ (нм) б) $\lambda = 610$ (нм) в) $\lambda = 690$ (нм) г) $\lambda = 760$ (нм) д) $\lambda = 800$ (нм) е) $\lambda = 850$ (нм). k_x та k_y в одиницях як π/a , тобто перша зона Бріллюена

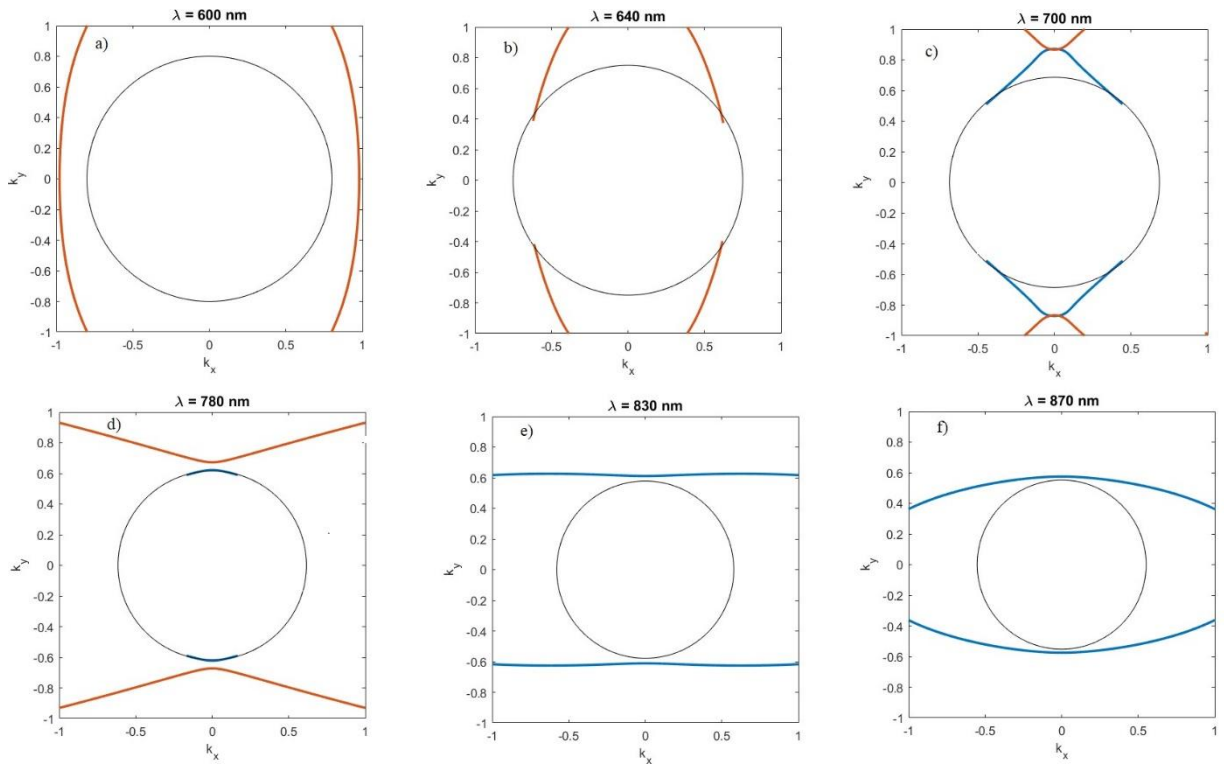


Рисунок 3.4. Топологічний перехід в метаповерхні, що складається з нанодисків з прямокутним перерізом у квадратній решітці. Чорне коло відповідає світловій лінії. Червона відповідає квазі-ТМ, синя квазі-ТЕ. а) $\lambda = 600$ (нм) б) $\lambda = 640$ (нм) в) $\lambda = 700$ (нм) г) $\lambda = 780$ (нм) д) $\lambda = 830$ (нм) е) $\lambda = 870$ (нм). k_x та k_y в одиницях як π/a , тобто перша зона Бріллюена

переходять від закритого до відкритого і знову до закритого, тобто у випадку а) та б) спостерігаємо еліпс, а у в) та г) гіперболи, червона квазі-ТМ і синя квазі-ТЕ. Далі контур стає плоским е), це означає що відбувся резонанс, тобто одна компонента тензора поверхневої

провідності близька до нуля, а друга на резонансі, для еліптичного перерізу він відбувся коли довжина хвилі $\lambda = 800$ (нм), а для прямокутного перерізу при $\lambda = 830$ (нм). В останньому пункті f), контур став повернутим еліпсом відносно а). Ширину гіперболічного режиму ми обчислювали на (Рис.3.6), як різницю між максимумами дійсних σ_y та σ_x тобто на якому діапазоні довжини хвилі виконується умова $\text{Im}(\sigma_x)\text{Im}(\sigma_y) < 0$. Для першого дизайну він дорівнює а) 150 (нм) , б) для другого 160 (нм) .

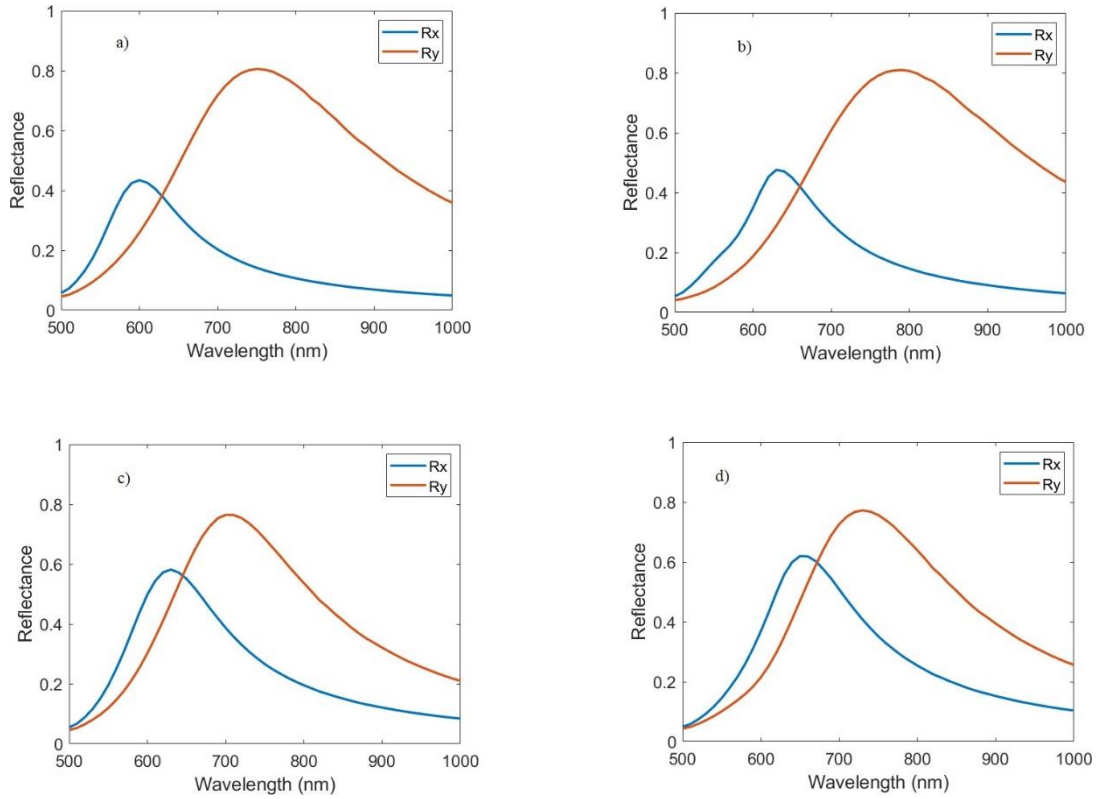


Рисунок 3.5. Залежність коефіцієнту відбиття від довжини хвилі для реальних дизайнів. а) Нанодиск з еліптичним перерізом у квадратній решітці б) Нанодиск з прямокутним перерізом у квадратній решітці в) Нанодиск з круговим перерізом у прямокутній решітці д) Нанодиск з квадратним перерізом у прямокутній решітці

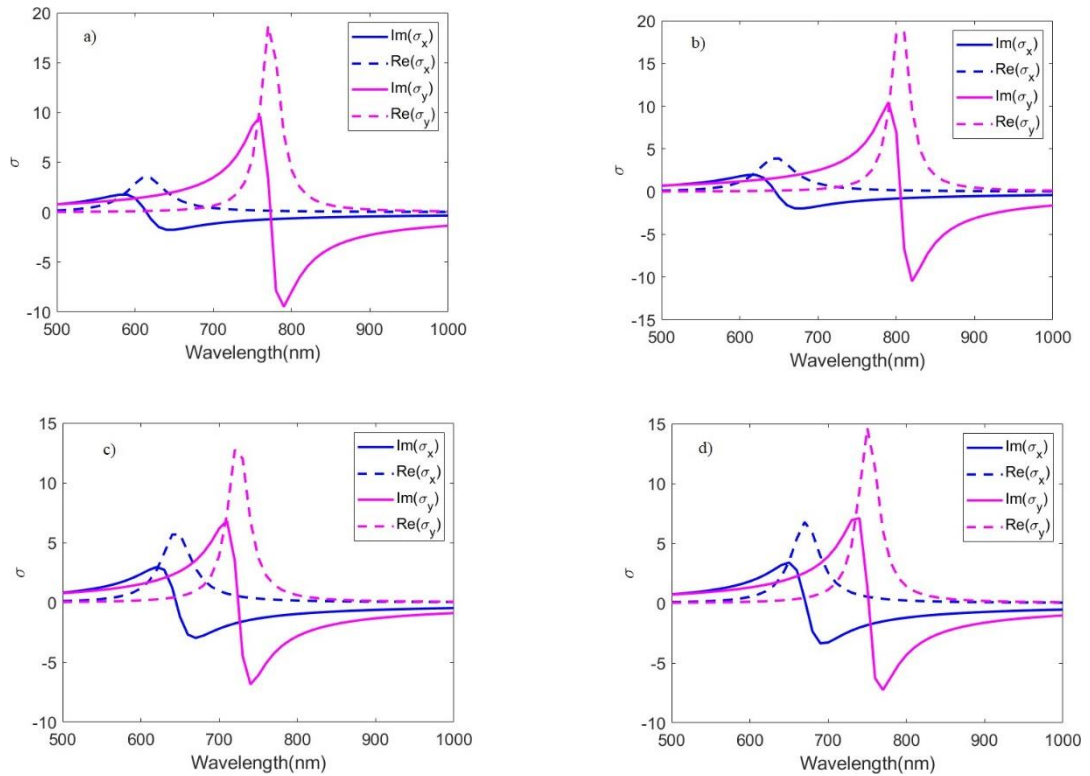


Рисунок 3.6. Залежність поверхневої провідності від довжини хвилі для реальних дизайнів. а) Нанодиск з еліптичним перерізом у квадратній решітці б) Нанодиск з прямокутним перерізом у квадратній решітці с) Нанодиск з круговим перерізом у прямокутній решітці д) Нанодиск з квадратним перерізом у прямокутній решітці

3.3. Ізочастотні контури гіперболічних плазмон-поляритонів для обраних дизайнів метаповерхонь

Розглянемо ще два анізотропні дизайни, але вже коли метаповерхня

складається з нанодисків з круговим перерізом у прямокутній решітці та метаповерхню з квадратним перерізом теж у прямокутній решітці. Аналізуючи топологічний перехід так само як у пункті 2 отримуємо перехід від закритого до відкритого і знову закритого ізочастотного контуру. Бачимо що на (Рис.3.7) та на (Рис.3.8) у пунктах а) і б) виходить еліпс. В наступних с) та d) спостерігаємо гіперболи, але у випадку кругово перерізу в d) без квазі-ТМ. На е) отримуємо плоский контур, для першого випадку резонанс відбувся на довжині хвилі $\lambda = 750$ (нм), для другого $\lambda = 780$ (нм). В останньому f) знову повернутий еліпс відносно а). Обчисливши аналогічним чином як у минулому пункті ширину гіперболічного режиму на (Рис.3.6) для с) та d), отримали однакову ширину, для цих двох дизайнів, яка складає 80 (нм). Якщо порівняти отриману ширину з шириною у пункті 2, можемо зробити висновок, коли ми розтягуємо частинку, гіперболічний режим буде більше і чітко видно тільки один резонанс, а інший слабо виражений (Рис.3.6) а) і б), а коли ми розтягуємо саму комірку гіперболічний режим менше, але чіткіше видно два резонанси с) і d).

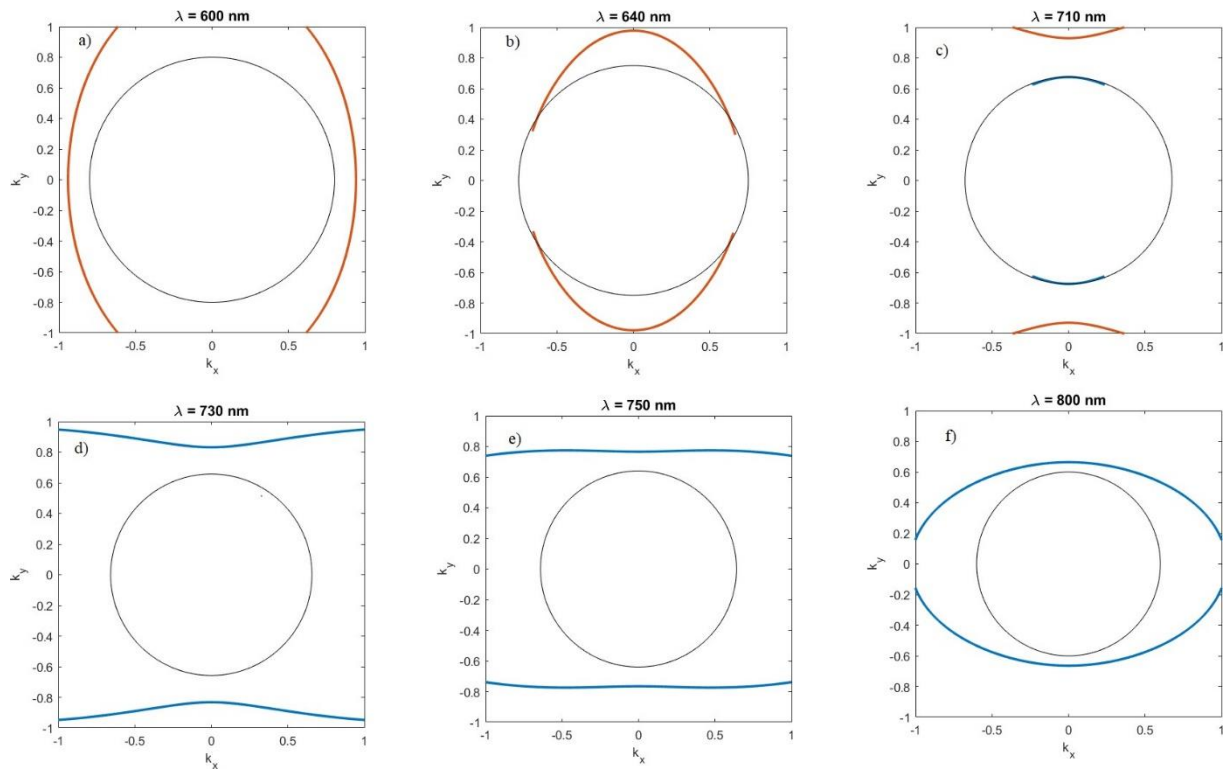


Рисунок 3.7. Топологічний перехід в метаповерхні, що складається з нанодисків з круговим перерізом у прямокутній решітці. Чорне коло відповідає світлій лінії. Червона відповідає квазі-ТМ, синя квазі-ТЕ. а) $\lambda = 600$ (нм) б) $\lambda = 640$ (нм) в) $\lambda = 710$ (нм) г) $\lambda = 730$ (нм) д) $\lambda = 750$ (нм) е) $\lambda = 750$ (нм) ф) $\lambda = 800$ (нм). k_x та k_y в одиницях як π/a , тобто перша зона Бріллюена

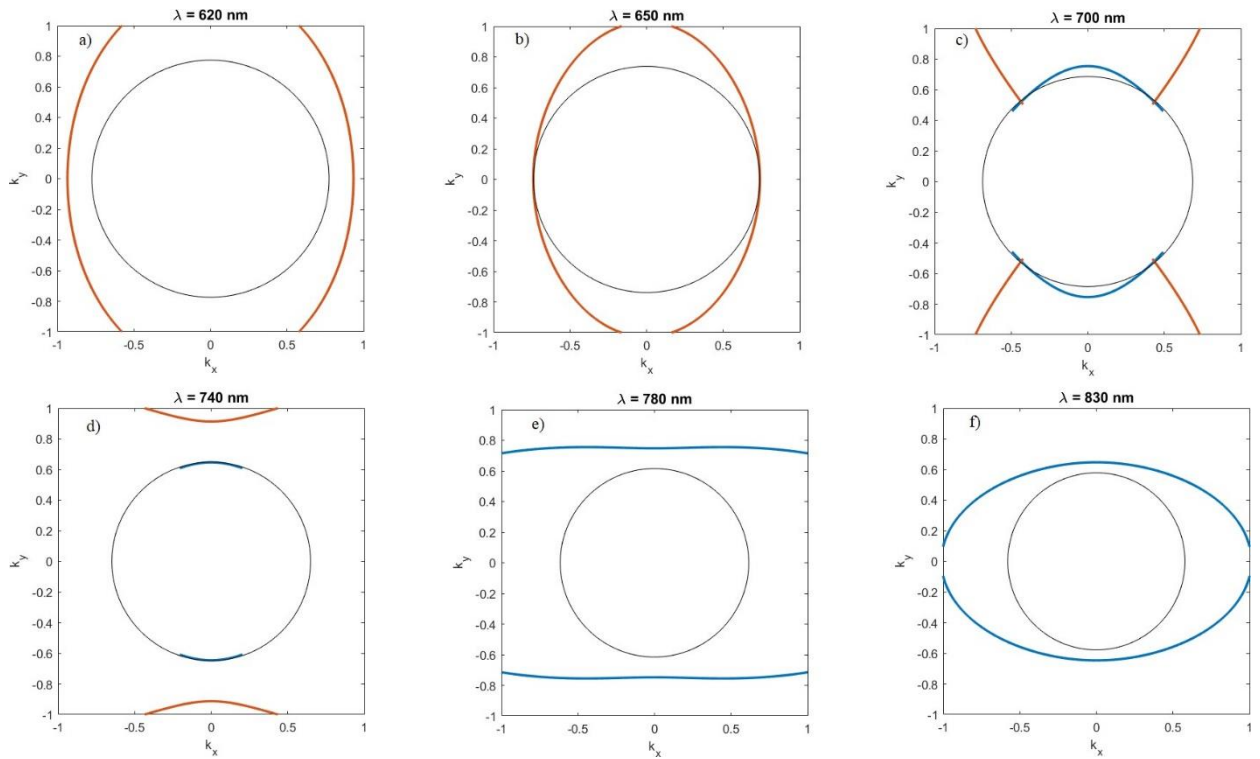


Рисунок 3.8. Топологічний перехід в метаповерхні, що складається з нанодисків з квадратним перерізом у прямокутній решітці. Чорне коло відповідає світловій лінії. Червона відповідає квазі-ТМ, синя квазі-ТЕ.
 а) $\lambda = 620$ (нм) б) $\lambda = 650$ (нм) в) $\lambda = 700$ (нм) д) $\lambda = 740$ (нм)
 е) $\lambda = 780$ (нм) ф) $\lambda = 830$ (нм). k_x та k_y в одиницях як π/a , тобто перша зона Бріллюена

Таблиця 3.1

Порівняння спектральної ширини гіперболічного режиму та довжини хвилі топологічного переходу для різних дизайнів метаповерхонь.

Геометрія дизайнів	Довжина хвилі топологічного переходу, (нм)	Спектральна ширина гіперболічного режиму, (нм)
Еліптичний переріз у квадратній решітці	800	150
Прямокутний переріз у квадратній решітці	830	160
Круговий переріз у прямокутній решітці	750	80
Квадратний переріз у прямокутній решітці	780	80

3.4. Дисперсія та ізочастотні контури гіперболічних плазмон-поляритонів для реальних дизайнів скручених двошарових метаповерхонь.

Тепер ми розглядаємо двошарові двовимірні метаповерхні, тобто, коли одна знаходиться на іншій і ми починаємо крутити верхню відносно нижньої на певний кут θ . Як і у пункті 3.3 ми обрали для першого випадку метаповерхні що складаються з нанодисків з еліптичним перерізом у квадратній решітці, а для другого метаповерхні з нанодисків з круговим перерізом у прямокутній решітці. Якщо у попередньому пункті ми спостерігали топологічні переходи в цих дизайнах зі збільшенням довжини хвилі, тобто зі зменшенням частоти, тепер ми можемо спостерігати топологічні переходи на одній частоті зі зміною кута скручення. Для першого випадку розглядається перехід при частоті 385 ТГц. Як ми бачимо на Рис.3.9, що контур переходить від відкритого до закритого зі збільшенням кута скручення, синій контур відповідає широкій гіперболі при $\theta = 0^\circ$, зелений контур відповідає майже плоскому контуру при $\theta = 30^\circ$, ще збільшуючи кут, вже спостерігається червоний контур який відповідає еліпсу при $\theta = 60^\circ$, жовтий контур відповідає ізотропному випадку $\sigma_x = \sigma_y$ при $\theta = 90^\circ$.

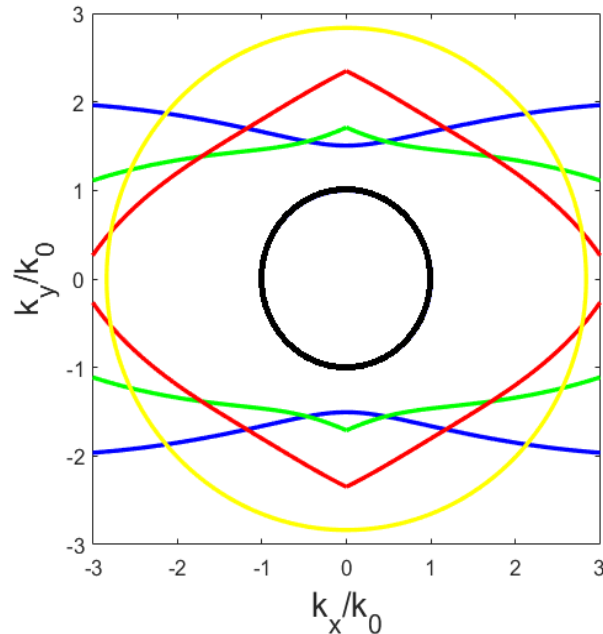


Рисунок 3.9. Топологічний перехід для скручених метаповерхонь, що складаються з нанодисків з еліптичним перерізом у квадратній решітці. Чорне коло відповідає світовій лінії. Синій контур відповідає $\theta = 0^\circ$, зелений відповідає $\theta = 30^\circ$, червоний відповідає $\theta = 60^\circ$ та жовтий відповідає $\theta = 90^\circ$

Якщо тепер розглядати детальніше цей перехід, тобто зменшити крок по куту і наблизитися до першої зони Бріллюена, можна визначити де відбувається зміна контуру раніше, чим на Рис.3.9. На Рис.3.10 синій контур відповідає широкій гіперболі при $\theta = 0^\circ$, зелений відповідає плоскому контуру, але вже при $\theta = 10^\circ$, червоний відповідає контуру вигнутому вже у іншу сторону відносно синього при $\theta = 20^\circ$ що вже є характеристикою топологічного переходу.

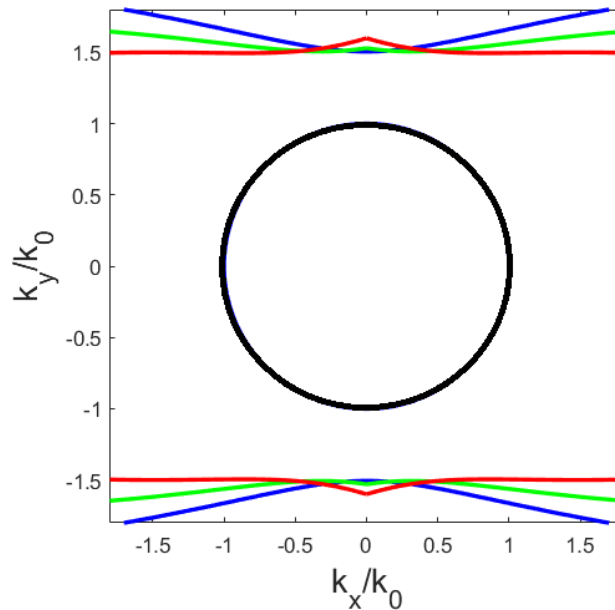


Рисунок 3.10. Топологічний перехід для скручених метаповерхонь, що складаються з нанодисків з еліптичним перерізом у квадратній решітці. Чорне коло відповідає світовій лінії. Синій контур відповідає $\theta = 0^\circ$, зелений контур відповідає $\theta = 10^\circ$, червоний контур відповідає $\theta = 20^\circ$

Робимо аналогічним чином, теж саме, але вже для другого випадку коли метаповерхні складаються з нанодисків з круговим перерізом у прямокутній решітці. Обрана частота дорівнює 410 ТГц. На Рис.3.11 спостерігається топологічний перехід від відкритого до закритого контуру зі збільшенням кута скручення. Синій відповідає широкій гіперболі при $\theta = 0^\circ$, зелений відповідає $\theta = 30^\circ$, червоний контур відповідає $\theta = 60^\circ$, жовтий також ізотропний випадок при $\theta = 90^\circ$.

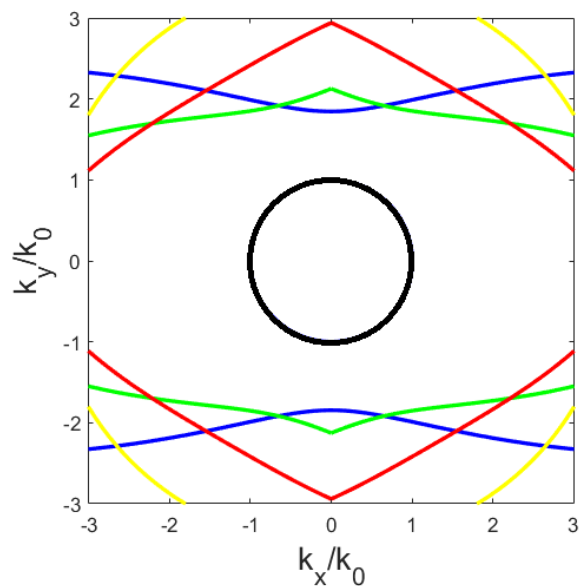


Рисунок 3.11. Топологічний перехід для скручених метаповерхонь, що складаються з нанодисків з круговим перерізом у прямокутній решітці. Чорне коло відповідає світській лінії. Синій контур відповідає $\theta = 0^\circ$, зелений відповідає $\theta = 30^\circ$, червоний відповідає $\theta = 60^\circ$ та жовтий відповідає $\theta = 90^\circ$

Зменшуємо крок по куту та наближаємось до першої зони Бріллюена. На Рис.3.12 синій контур відповідає гіперболі при $\theta = 0^\circ$, зелений відповідає плоскому контуру при $\theta = 10^\circ$, червоний контур відповідає вигнутому контуру відносно синього при $\theta = 20^\circ$, що є характеристикою топологічного переходу.

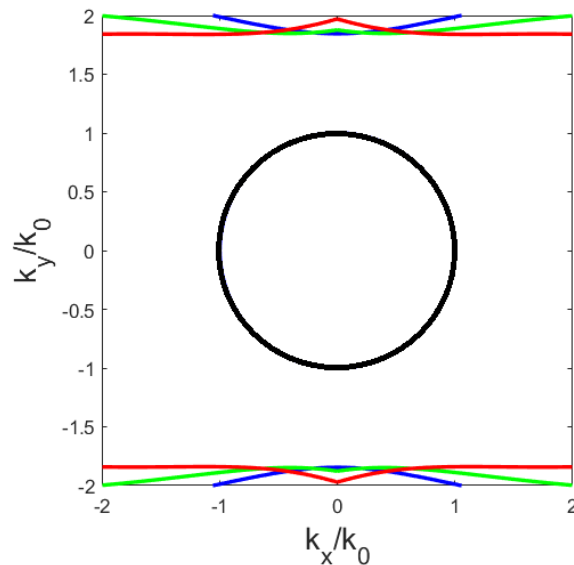


Рисунок 3.12. Топологічний перехід для скручених метаповерхонь, що складаються з нанодисків з круговим перерізом у прямокутній решітці. Чорне коло відповідає світській лінії. Синій контур відповідає $\theta = 0^\circ$, зелений контур відповідає $\theta = 10^\circ$, червоний контур відповідає $\theta = 20^\circ$

Висновок

В даній роботі ми змогли відновити дисперсію тензору поверхневої провідності для анізотропної метаповерхні з коефіцієнту відбиття, вивели та проаналізували закон дисперсії поверхневих хвиль на анізотропній метаповерхні. Провели аналіз спектральної ширини гіперболічного режиму та топологічного переходу поверхневих хвиль для різних дизайнів анізотропних метаповерхонь. Навчилися керувати частотою топологічного переходу поверхневих хвиль на двошаровій анізотропній метаповерхні за рахунок скручення шарів одного

відносно іншого. Дослідили топологічні фазові переходи в залежності від крута скручення між шарами метаповерхні для обраних дизайнів.

- [1] Wood R. W. XLII. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum //The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1902. – Т. 4. – №. 21. – С. 396-402.
- [2] Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts //Physical Review. – 1961. – Т. 124. – №. 6. – С. 1866.
- [3] Novotny L., Hecht B. Principles of nano-optics. – Cambridge university press, 2012.
- [4] Sehmi H. S., Langbein W., Muljarov E. A. Optimizing the Drude-Lorentz model for material permittivity: Method, program, and examples for gold, silver, and copper //Physical Review B. – 2017. – Т. 95. – №. 11. – С. 115444.
- [5] Forstmann F., Gerhardts R. R. Metal optics near the plasma frequency. – Springer, 2006. – Т. 109.
- [6] McPeak K. M. et al. Plasmonic films can easily be better: rules and recipes //ACS photonics. – 2015. – Т. 2. – №. 3. – С. 326-333.
- [7] Mikhailov S. A., Ziegler K. New electromagnetic mode in graphene //Physical review letters. – 2007. – Т. 99. – №. 1. – С. 016803.
- [8] A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, and Y. Kivshar, “Hyperbolic metamaterials,” Nature photonics, vol. 7, no. 12, pp. 948–957, 2013.
- [9] Chen J. et al. A perspective of twisted photonic structures //Applied Physics Letters. – 2021. – Т. 119. – №. 24. – С. 240501.
- [10] Cao Y. et al. Unconventional superconductivity in magic-angle graphene superlattices //Nature. – 2018. – Т. 556. – №. 7699. – С. 43-50.

- [11] Yermakov O. Y. et al. Effective surface conductivity of optical hyperbolic metasurfaces: from far-field characterization to surface wave analysis //Scientific reports. – 2018. – T. 8. – №. 1. – C. 1-10.
- [12] Andryieuski A., Lavrinenko A. V. Graphene metamaterials based tunable terahertz absorber: effective surface conductivity approach //Optics express. – 2013. – T. 21. – №. 7. – C. 9144-9155.
- [13] Huo P. et al. Hyperbolic metamaterials and metasurfaces: fundamentals and applications //Advanced Optical Materials. – 2019. – T. 7. – №. 14. – C. 1801616.
- [14] Gomez-Diaz J. S., Alu A. Flatland optics with hyperbolic metasurfaces //ACS Photonics. – 2016. – T. 3. – №. 12. – C. 2211-2224.
- [15] Guo Z., Jiang H., Chen H. Hyperbolic metamaterials: From dispersion manipulation to applications //Journal of Applied Physics. – 2020. – T. 127. – №. 7. – C. 071101.
- [16] Yermakov O. Y. et al. Hybrid waves localized at hyperbolic metasurfaces //Physical Review B. – 2015. – T. 91. – №. 23. – C. 235423.
- [17] Gomez-Diaz J. S., Tymchenko M., Alu A. Hyperbolic plasmons and topological transitions over uniaxial metasurfaces //Physical review letters. – 2015. – T. 114. – №. 23. – C. 233901.
- [18] Samusev A. et al. Polarization-resolved characterization of plasmon waves supported by an anisotropic metasurface //Optics Express. – 2017. – T. 25. – №. 26. – C. 32631-32639.
- [19] Yang Y. et al. Hyperbolic spoof plasmonic metasurfaces //NPG Asia Materials. – 2017. – T. 9. – №. 8. – C. e428-e428.
- [20] Yermakov Y. et al. Experimental observation of hybrid TE-TM polarized surface waves supported by a hyperbolic metasurface //Physical Review B. – 2018. – T. 98. – №. 19. – C. 195404.
- [21] Lee J., Lim S. Bandwidth-enhanced and polarisation-insensitive metamaterial absorber using double resonance //Electronics Letters. – 2011. – T. 47. – №. 1. – C. 8-9.

- [22] Krishnamoorthy H. N. S. et al. Topological transitions in metamaterials //Science. – 2012. – T. 336. – №. 6078. – C. 205-209.
- [23] Kotov O. V., Lozovik Y. E. Hyperbolic hybrid waves and optical topological transitions in few-layer anisotropic metasurfaces //Physical Review B. – 2019. – T. 100. – №. 16. – C. 165424.
- [24] Teitler S., Henvis B. W. Refraction in stratified, anisotropic media //JOSA. – 1970. – T. 60. – №. 6. – C. 830-834.
- [25] Berreman D. W. Optics in stratified and anisotropic media: 4×4 -matrix formulation //Josa. – 1972. – T. 62. – №. 4. – C. 502-510.
- [26] Yeh P. Electromagnetic propagation in birefringent layered media //Josa. – 1979. – T. 69. – №. 5. – C. 742-756.
- [27] Asadchy V. S., Díaz-Rubio A., Tretyakov S. A. Bianisotropic metasurfaces: physics and applications //Nanophotonics. – 2018. – T. 7. – №. 6. – C. 1069-1094.
- [28] Tretyakov S. Analytical modeling in applied electromagnetics. – Artech House, 2003.

