

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА
НАВЧАЛЬНО-НАУКОВИЙ ІНСТИТУТ КОМП'ЮТЕРНОЇ ФІЗИКИ ТА ЕНЕРГЕТИКИ
Кафедра комп'ютерної фізики

ПОЯСНЮВАЛЬНА ЗАПИСКА

до кваліфікаційної роботи
за освітньо-кваліфікаційним рівнем магістр

«Дослідження динаміки гіперболічної дисперсії у наноструктурах на основі
золотих наночастинок»

Виконав: студент 2 курсу, групи НФ-64

Грінченко А. А.

Спеціальність: 105 – «Прикладна фізика та
наноматеріали»

Освітньо-наукова програма: «Комп'ютерна фізика»

Керівник: PhD, доцент Овчаренко А. І.

Науковий консультант: Єрмаков О. Є.

Рецензент: Туз В. Р.

Харків – 2024

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

Навчально-науковий інститут комп'ютерної фізики та енергетики

Кафедра комп'ютерної фізики

Рівень вищої освіти (освітньо-кваліфікаційний рівень) магістр

Спеціальність 105 Прикладна фізика та наноматеріали

Освітня програма Комп'ютерна фізика

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ Костянтин НЕМЧЕНКО
(підпис)

« ____ » _____ 2024 р.

ЗАВДАННЯ

НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ

Грінченку Артему Андрійовичу

1. Тема роботи: «Дослідження динаміки гіперболічної дисперсії у наноструктурах на основі золотих наночастинок»,

керівник роботи: Овчаренко Антон Ігорович, доцент, затверджені наказом по університету від 23 січня 2024 року № 4201- 5/144.

2. Строк подання студентом роботи 20 травня 2024.

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 ефективності

режиму каналювання методом варіювання геометричних параметрів;

4. Аналіз спектральної ширини гіперболічного режиму при екстремальних випадках та демонстрація режиму каналювання.

4. План роботи

№ з/п	Назви етапів роботи
1.	Ознайомлення з теоретичними поняттями
2.	Формулювання проблем
3.	Теоретичні методи та моделювання
4.	Введення основних досліджуваних величин
5.	Вибір конкретних дизайнів наноструктур
6.	Аналіз першого дизайну та виведення універсальних емпіричних формул
7.	Аналіз другого дизайну та виявлення сильної гіперболічності внаслідок екстремальної анізотропії
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 23 лютого 2024 року.

Студент _____ Артем ГРІНЧЕНКО
(підпис)

Керівник роботи _____ Антон ОВЧАРЕНКО
(підпис)

Перелік скорочень та абревіатур

ППП – поверхневий плазмон-поляритон

ТМ – поперечна магнітна

ТЕ – поперечна електрична

ГМ – гіперболічна метаповерхня

ГПП – гіперболічний плазмон-поляритон

ІЧК – ізочастотні контури

РЕФЕРАТ

Грінченко Артем «Дослідження динаміки гіперболічної дисперсії у наноструктурах на основі золотих наночастинок». Кваліфікаційна робота магістра з прикладної фізики. – Харків: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2024. – 62 с.

Робота складається з вступу, чотирьох розділів, висновків. Робота містить 23 рисунки та 34 використаних літературних джерела.

У цій роботі досліджено електромагнітні властивості десятків резонансних анізотропних метаповерхонь, що представляють собою періодичні субхвильові масиви золотих наночастинок, у видимому та ближньому інфрачервоному спектрах. Особливий інтерес представляють гіперболічні метаповерхні, що підтримують поверхневі електромагнітні хвилі з гіперболічною дисперсією. Зокрема, проаналізовано вплив геометричних параметрів наночастинок, періоду наноструктури й показника заломлення підкладки на амплітуди й спектральні позиції плазмонних резонансів, а також спектральну ширину гіперболічного режиму метаповерхні. Виведено універсальні емпіричні формули, які дозволяють одразу отримати наближений дизайн анізотропної метаповерхні з бажаними резонансними властивостями. В якості яскравого прикладу, продемонстровано підбір дизайну метаповерхні для реалізації режиму каналювання поверхневих хвиль, що характеризується специфічним співвідношенням резонансів наноструктури й проявляється, як високонапрявлене розповсюдження поверхневих хвиль. Отримані результати можуть бути використані для формування експрес-дизайнів резонансних анізотропних метаповерхонь, що може знайти широке застосування в планарних пристроях оптики та фотоніки.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ПЛАЗМОНІКА, МЕТАПОВЕРХНІ, ПОВЕРХНЕВИЙ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОН, ГІПЕРБОЛІЧНА ДИСПЕРСІЯ, КАНАЛЮВАННЯ ПЛАЗМОНІВ, АНІЗОТРОПІЯ.

ABSTRACT

Hrinchenko Artem “Study of hyperbolic dispersion dynamics in nanostructures based on gold nanoparticles”. Qualification work of the bachelor of applied physics. – Kharkiv. – V. N. Karazin KhNU, 2024. – 66 p.

In this work, we investigate the electromagnetic properties of dozens of resonant anisotropic metasurfaces, which are periodic subwavelength arrays of gold nanoparticles, in the visible and near-infrared spectra. Of particular interest are hyperbolic metasurfaces that propagate surface electromagnetic waves with hyperbolic dispersion. In particular, we analyze the influence of the geometric parameters of nanoparticles, the period of the nanostructure, and the refractive index of the substrate on the amplitudes and spectral positions of plasmon resonances, as well as the spectral bandwidth of the hyperbolic metasurface regime. In this framework, we consider nanoparticles in the form of thin nanodisks with rectangular and elliptical cross-sections in the metasurface plane.

As a result, universal empirical formulas have been derived that allow us to immediately obtain an approximate design of an anisotropic metasurface with the desired resonant properties. In addition, the nonlinear dependences of the resonant wavelength on the degree of stretching of nanoparticles in the case of extreme anisotropy are investigated. As a striking example, the selection of the metasurface design for the realization of the surface wave canalization regime, characterized by a specific ratio of nanostructure resonances and manifested as highly directional surface wave propagation is demonstrated.

The obtained results can be used to form express designs of resonant anisotropic metasurfaces, which can be widely used in planar optics and photonics devices.

KEYWORDS: PLASMONIC, METASURFACES; SURFACE PLASMON-POLARITON; HYPERBOLIC DISPERSION; PLASMON CANALIZATION; ANISOTROPY.

ЗМІСТ

Вступ	
Розділ 1. Огляд досягнень в керуванні поверхневими електромагнітними хвилями	11
1.1 Радіально-поширені поверхневі хвилі: поверхневий плазмон-поляритон на межі розділу метал-діелектрик та графенові плаزمони	11
1.2. Гіперболічний плазмон-поляритони на двовимірних анізотропних матеріалах та структурах	21
1.3. Напрявлене розповсюдження поверхневих хвиль	22
1.4. Режим каналювання поверхневих електромагнітних хвиль	24
Розділ 2. Теоретичні методи досліджень та основні поняття	26
2.1. Ефективна поверхнева провідність метаповерхні.	26
2.2. Відтворення поверхневої провідності	29
2.3. Дисперсійне рівняння та ізочастотні контури гіперболічних плазмон-поляритонів	32
2.4. Визначення спектральної ширини гіперболічного режиму та ефективност режиму каналювання.....	33
Розділ 3. Дослідження гіперболічної метаповерхні на основі золотих нанодисків	36
3.1. Залежність резонансних довжин хвиль, спектральної ширини гіперболічного режиму від геометричних параметрів	36
3.2 Залежність ефективності режиму каналювання від геометричних параметрів	40
3.3. Вплив підкладки для обраного дизайну гіперболічної метаповерхні.....	42
3.4. Виведення універсальних формул для спектральної ширини гіперболічного режиму та ефективності режиму каналювання.....	44
Розділ 4. Дослідження гіперболічної метаповерхні на основі золотих нанопластин та ґраток	49
4.1. Залежність резонансних довжин хвиль, спектральної ширини гіперболічного режиму від геометричних параметрів в екстремальних випадках.	49
4.2. Загальна картина залежності спектральної ширини гіперболічного режиму від фактору анізотропії.	58
4.3. Демонстрація режиму каналювання поверхневих хвиль уздовж гіперболічної метаповерхні.	59

Вступ

Метаповерхні, що є двовимірними аналогами метаматеріалів, нещодавно стали об'єктом підвищеного інтересу завдяки своїм можливостям ефективно керувати електромагнітними (ЕМ) хвилями. Метаповерхня являє собою періодичний субхвильовий масив розсіювачів, розмір яких менший за довжину хвилі, що дозволяє ефективно керувати напрямком променів, фазою та поляризацією світла. Такі поверхні можуть бути використані як оптичні пристрої: поляризаційні перетворювачі, антени, високоефективні поглиначі, перемикачі, датчики, частотні селектори тощо.

Мініатюризація та плоска конструкція оптичних компонентів потребують контролю за оптичними (електромагнітними) сигналами у площині, включаючи напрямок, фронт хвилі та режими поширення поверхневих електромагнітних хвиль. На відміну від об'ємних метаматеріалів, метаповерхні дозволяють уникнути об'ємних втрат, спростити виробничий процес і повністю інтегруватися в оптичні планарні пристрої.

Різні режими поширення поверхневих хвиль характеризуються просторовим розподілом електромагнітних полів і швидкістю поширення. Одним з важливих є гіперболічний режим, в якому хвильові вектори на певній частоті утворюють гіперболічні контури. Цей режим сприяє підсиленню спонтанного випромінювання джерел поблизу метаповерхонь, створенню планарних лінз та передачі електромагнітних сигналів у площині. Особливо важливим є режим каналування, який характеризується поширенням поверхневої хвилі вздовж одного напрямку. Однак можливість розробки специфічних дизайнів гіперболічних метаповерхонь з задалегідь визначеною функціональністю та заданими властивостями все ще є

значною проблемою та займає багато часу.

У цій роботі досліджуються гіперболічна дисперсія, а саме спектральні позиції резонансів, спектральна ширина гіперболічного режиму та ефективність режиму каналювання для поверхневих хвиль на анізотропних резонансних метаповерхнях. Визначено дисперсії компонент тензора поверхневої провідності для реальних анізотропних резонансних метаповерхонь, створених на основі золотих наночастинок різної форми. Виведено універсальні формули які об'єднують усі розглянуті величини. Це дозволяє розробити практичні рекомендації для проектування та оптимізації метаповерхонь під конкретні задачі.

Також проаналізовано випадки екстремальної анізотропії для метаповерхні на основі нанопластинок. Крім того, продемонстровано, типовий близький до резонансного, режим каналювання, що підкреслює актуальність використання метаповерхонь для площинної передачі оптичного сигналу.

Отримані результати відкривають нові перспективи для оптичних систем обробки та передачі інформації, інтегрованих оптичних схем та оптичного маніпулювання наночастинками, а також можуть стати основою для створення нових дизайнів метаповерхонь для багатьох застосувань.

Розділ 1. Огляд досягнень в керуванні поверхневими електромагнітними хвилями

1.1. Радіально-поширювані поверхневі хвилі: поверхневий плазмон-поляритон на межі метал-діелектрику та графенові плаزمони.

Поверхневий плазмон-поляритон (ППП) (англ. surface plasmon-polariton) — це електромагнітна хвиля, яка виникає внаслідок взаємодії світла з колективними коливаннями електронів (плазмонами) на поверхні металу, що межує з діелектриком. Ці хвилі поширюються уздовж межі розділу метал-діелектрик і мають електромагнітне поле, яке сильно локалізовано біля поверхні.

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]. PPP можуть збуджуватися за допомогою різних методів, таких як призма за методом Кречмана [3,4] або дифракційні решітки [5].

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

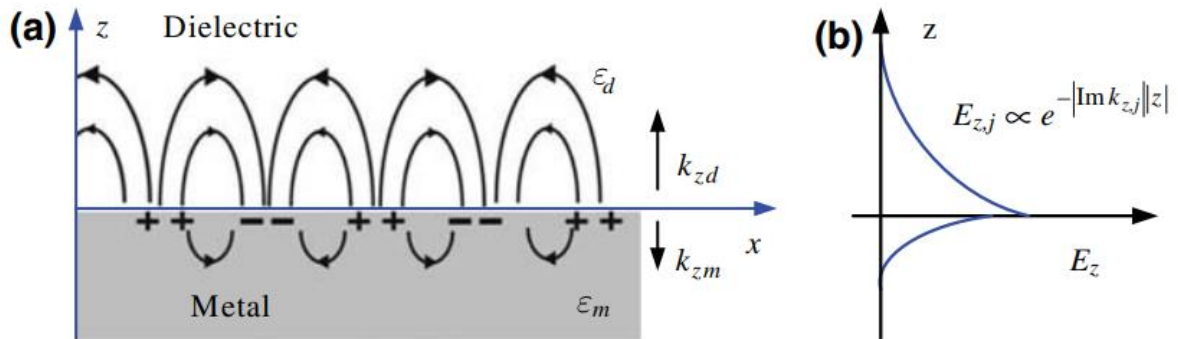


Рисунок 1.1. (а) Поширення поверхневого плазмонного поляритону (SPP) вздовж металеві поверхні. (б) Компонента електричного поля посилюється поблизу межі розділу та експоненційно спадає з відстанню в напрямку, перпендикулярному до межі розділу метал-діелектрик.

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).

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

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

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

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - \left(k_z^2 - \mu\varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} \right) H_y &= 0 \\ E_z &= \frac{i}{\varepsilon\omega} \frac{\partial H_y}{\partial x} \\ E_x &= \frac{k_z}{\varepsilon\omega} H_y \end{aligned} \quad (1.9)$$

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:

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

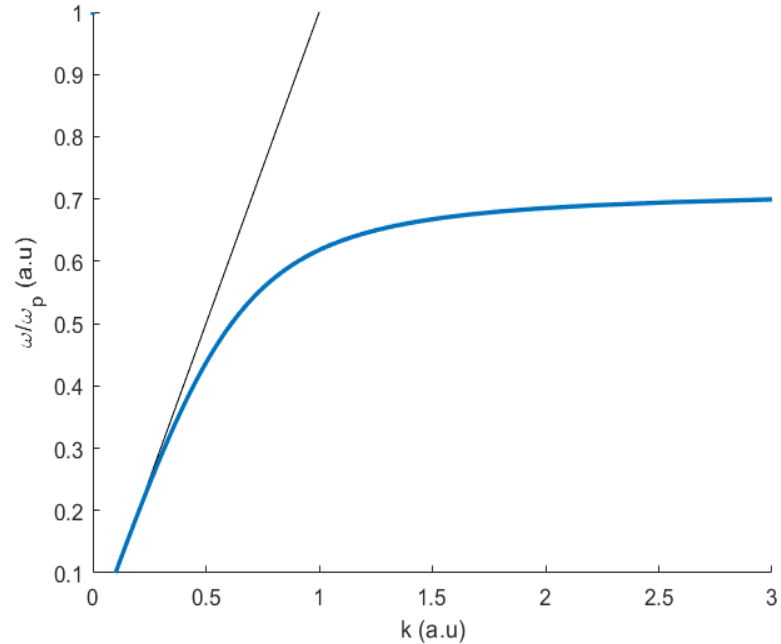


Рисунок 1.2. Дисперсія ППП на межі метал-діелектрик, тобто залежність частоти від хвильового вектора у безрозмірних одиницях. Чорна лінія відповідає світлій лінії у вакуумі.

Діелектрична проникність металів добре описується за допомогою моделі Друде [5,6].

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

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 [6,7]:

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

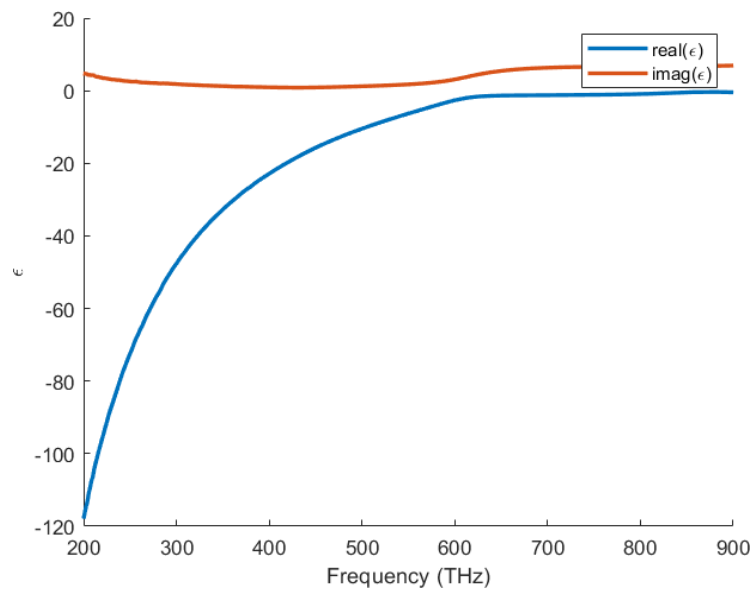


Рисунок 1.3. Частотна залежність дійсної (синьої) та уявної (червоної) частин діелектричної функції золота

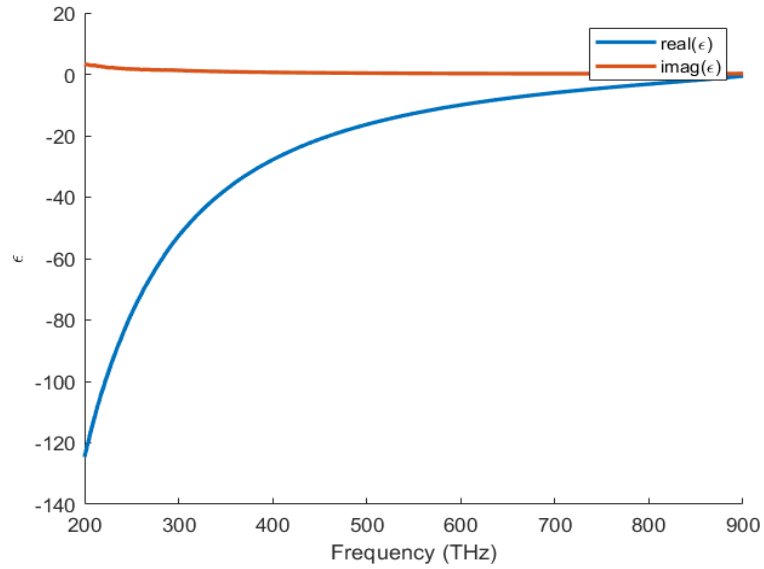


Рисунок 1.4. Частотна залежність дійсної (синьої) та уявної (червоної) частин діелектричної функції срібла

Дисперсії діелектричної проникності для реальних металів побудовані на Рис. 1.3 та Рис. 1.4, На графіках Рис.1.3. та Рис.1.4 чітко видно залежність дійної частини проникності від частоти, що є від'ємною.

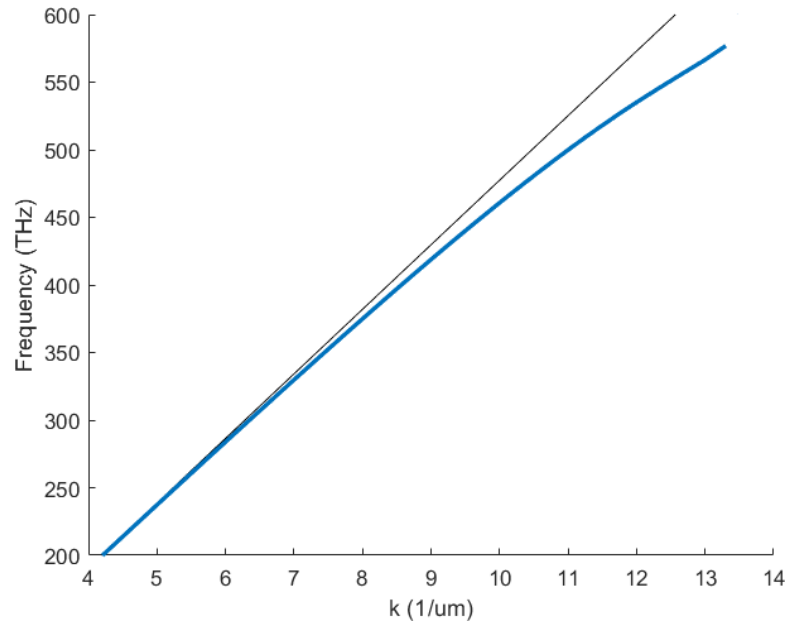


Рисунок 1.5. Дисперсія ППП на межі розділу золото-повітря

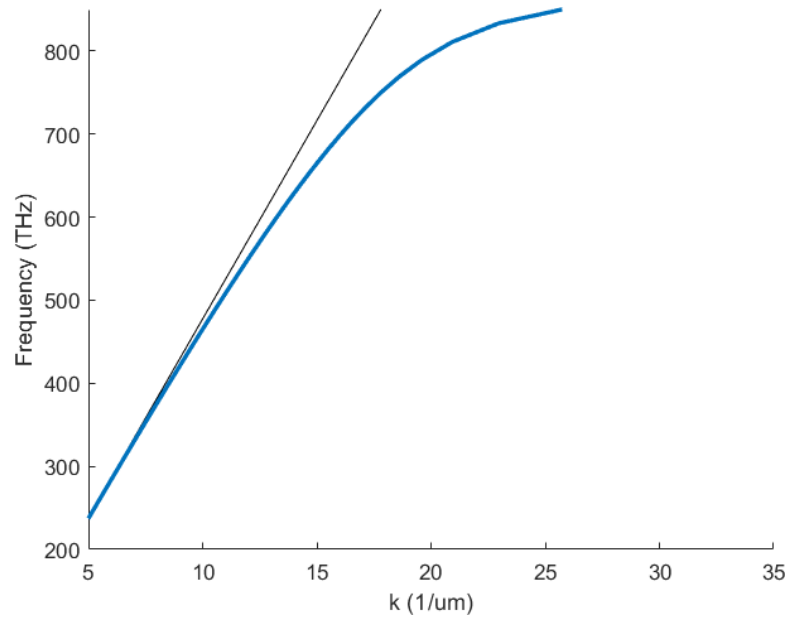


Рисунок 1.6. Дисперсія ППП на межі розділу срібло-повітря

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

Управління поширенням і властивостями ППП в структурах на основі графену (графенові плазмони) [8,9] 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:

$$E_{1\tau} - E_{2\tau} = 0 \quad (1.17)$$

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

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

Граничні умови для тангенціальних компонентів електричного поля поверхневої хвилі: $E_{1x} = E_{2x}$; $E_{1y} = E_{2y}$

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

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

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

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

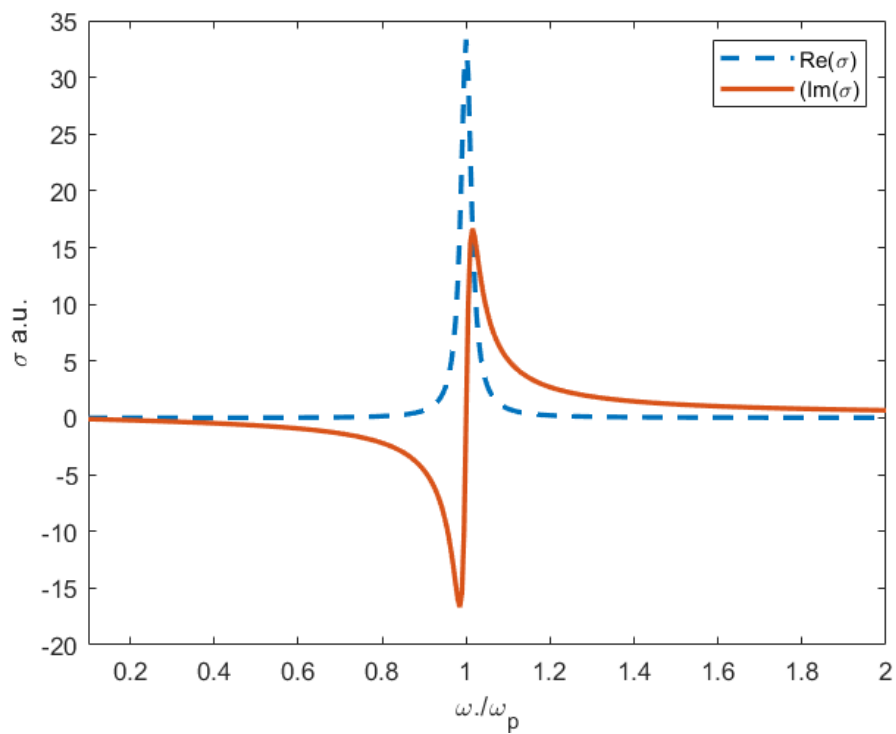


Рисунок 1.7. Залежність поверхневої провідності графенового плазмону дійсної (синьої пунктирної) та уявної (червоної суцільної) частин для резонансної ізотропної метаповерхні в безрозмірних одиницях.

1.2. Гіперболічні плазмон-поляритони на двовимірних анізотропних матеріалах та структурах

Особливий інтерес викликають гіперболічні метаповерхні (ГМ), які описуються двовимірним анізотропним тензором від'ємного визначника в наближенні локального ефективного середовища [10]. Двовірний тензор поверхневої провідності зазвичай вивчають для плазмонних метаповерхонь [11,12]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{\parallel} & 0 \\ 0 & \sigma_{\perp} \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

ГМ мають низку застосувань як у далекому, так і в ближньому полі, включаючи негативне заломлення, планарне гіперлінзування, посилене випромінювання, зондування тощо [13,14]. У ближньому інфрачервоному та видимому діапазонах ГМ представлені металевими ґратками [15] та решітками наночастинок [16,17]. Характерним для цих метаповерхонь є гіперболічний режим. Він виникає при умові коли уявні компоненти тензора поверхневої провідності мають різні знаки. Це явище буде детально описано та досліджено в наступних розділах.

1.3. Напрявлене розповсюдження поверхневих хвиль

Головною проблемою, з якою зіштовхнулися оптики та фотоніки, це те що при передачі локалізованого сигналу від джерела до приймача в площині втрачається багато енергії як показано на Рис. 1.8.

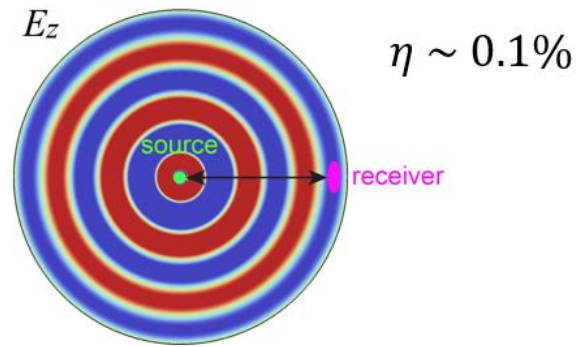


Рисунок 1.8. Просторовий розподіл нормальної компоненти електричного поля ППП.

В цьому випадку η – ефективність передачі сигналу. Також на початку 21го століття опубліковано багато робіт, які підтверджують радіальне поширення ППП [18-20]. Тому, гіперболічні метаповерхні є підходящою платформою для керування передачею сигналу. Саме із-за умови коли компоненти тензора (1.24) мають різні знаки це призводить до топологічного переходу від еліптичної до гіперболічної форми ізочастотних контурів (ІЧК) [21,22]. Як один із гарних прикладів зміни топології ІЧК продемонстровано в цій статті [23]:

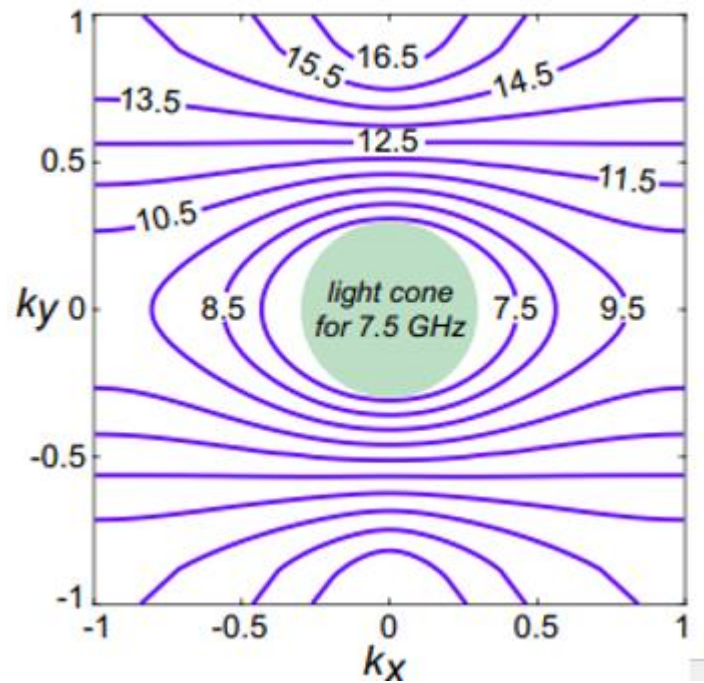


Рисунок 1.9. ІЧК поверхневих хвиль, що поширюються вздовж метаповерхні, від 7.5 до 16.5 ГГц. Зелене коло відповідає світловому конусу на частоті 7.5 ГГц

Кожен такий режим характеризується певним розповсюдженням електромагнітних хвиль. Для еліптичних випадків хвилі розповсюджуються у всіх напрямках, у разі гіпербол напрямки звужуються, а для такого особливого режиму, про який детально у наступному підрозділі, на частоті 12.5 ГГц маємо ультрасфокусоване розповсюдження вздовж одного напрямку.

1.4. Режим каналювання поверхневих електромагнітних хвиль.

Особливим режимом передачі сигналу в площині вважається режим каналювання,

при якому майже немає втрат енергії. Для багатьох застосувань, таких як: високоспрямоване збудження поверхневих хвиль [24,25], скручену гіперболічну оптику [26,27], проектування режимів для високодобротних резонаторів [28,29] і сенсорів [30,31] дуже важливо встановити два добре розділені резонанси поверхневої провідності, а саме, регулювати їхню довжину хвилі та амплітуду незалежно. Ці резонанси можуть бути охарактеризовані піками в спектрах відбиття або режимом плазмонного каналювання, який полягає в колінеарному безрозбіжному поширенні поверхневого плазмон-поляритона вздовж певного напрямку [32]. Також у просторі хвильових векторів йому характерний плоский ІЧК.

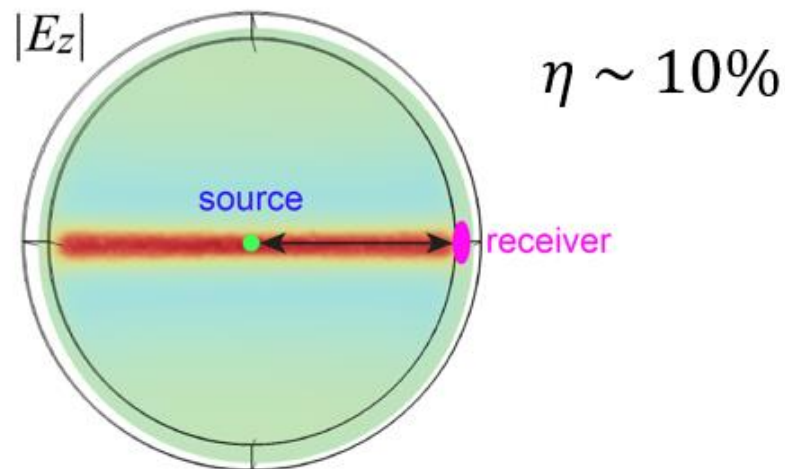


Рисунок 1.10. Просторовий розподіл модулю нормальної компоненти електричного поля ППП.

Порівнюючи з Рис. 1.8. можемо зробити висновок що ефективна передача сигналу зросла в 100 разів порядку відсотка.

Розділ 2. Теоретичні методи досліджень та основні поняття

2.1. Ефективна поверхнева провідність метаповерхні.

Розглянемо гіперболічну метаповерхню як двовимірний шар, що описується тензором ефективної поверхневої провідності $\hat{\sigma}$ і розташований між двома середовищами з показниками заломлення $n_0 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$ (суперстрат) і $n_s = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$ (підкладка). Тут $\varepsilon_{1,2}$ та $\mu_{1,2}$ – діелектрична та магнітна проникність середовища відповідно. Тензор ефективної поверхневої провідності є діагональним у вибраній системі координат і може бути записаний як:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_x & 0 \\ 0 & \sigma_y \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Припускаємо, що компоненти тензора поверхневої провідності метаповерхні $\tilde{\sigma}$ підпорядковуються моделі Друде-Лоренца :

$$\tilde{\sigma}_{x,y} \propto \frac{1}{\omega^2 - \Omega_{x,y}^2 + i\omega\tilde{\gamma}_{x,y}} \quad (2.2)$$

Де $\Omega_{x,y}^2$ - резонансна частота, $\tilde{\gamma}_{x,y}$ - пропускна здатність резонансу, ω – робоча кутова частота.

Переходимо до нормалізованих безрозмірних одиниць наступним чином:

$$\sigma_{x,y} = \frac{i\sigma_0^{x,y}}{\beta_{x,y} + i\gamma_{x,y}} \quad (2.3)$$

Де $\sigma_0^{x,y}$ – нормована безрозмірна амплітуда поверхневої провідності, $\beta_{x,y} = 1 - \Omega_{x,y}^2$, тут $\Omega_{x,y}^2$ та $\gamma_{x,y}$ нормовані на кутову частоту $\omega = 2\pi c/\lambda$, c – швидкість світла, λ – робоча довжина хвилі.

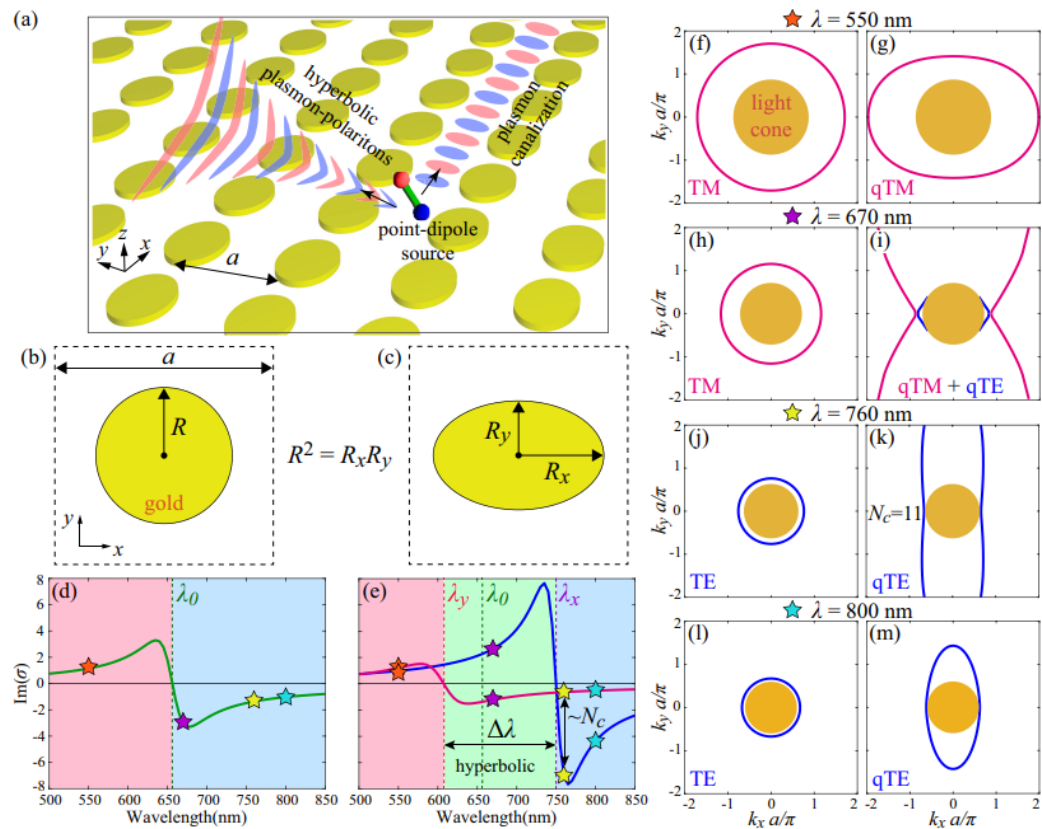


Рисунок 2.1. (а) Ескіз плазмонної гіперболічної метаповерхні на основі квадратного масиву золотих нанодисків еліптичного поперечного перерізу. Червоним і синім кольорами показано типові хвильові фронти ГПП, збуджених вертикальним точковим дипольним джерелом у гіперболічному та режимі каналювання. (b,c) Елементарні комірки, що складаються з нанодисків з (b) круглим (ізотропним) і (c) еліптичним (анізотропним) поперечними перерізами, які характеризуються періодом a і (b) радіусом R , (c) довгою і короткою півосьми $R_x = \eta_x R$ і $R_y = \eta_y R$ відповідно. (d,e) Залежності уявної частини ефективної поверхневої провідності від довжини хвилі для (d) ізотропного та (e) анізотропного випадків. Червона, синя та зелена області відповідають

індуктивному, ємнісному та гіперболічному режимам. Резонансні довжини хвиль для ізотропного та анізотропного випадків показані зеленою (λ_0), фіолетовою (λ_x) та червоною (λ_y) лініями відповідно. Тут параметри метаповерхні: $a = 240$ нм, $f = 0.32$, $\eta_x = 1.25$. (f-m) Ізочастотні контури для (f,h,j,l) ізотропного та (g,i,k,m) анізотропного випадків на довжинах хвиль, позначених в (d,e) кольоровими зірочками, а саме: (f,g) 550 нм, (h,i) 670 нм, (j,k) 760 нм і (l,m) 800 нм. Помаранчеві кола відповідають світловим лініям $|\mathbf{k}| = k_0$. Сині та пурпурні лінії відповідають (f,h,j,l) TE і TM, (g,i,k,m) квазі-TE і квазі-TM поляризаціям відповідно.

2.2. Відтворення поверхневої провідності

Тепер з пункту 2.1 ми можемо знайти коефіцієнти відбиття Френеля для плоскої хвилі, що падає на двовимірний провідний шар, затиснутий між двома середовищами, для двох поляризацій TM (p) і TE (s):

$$r^{p,s} = \pm \frac{\zeta_{-} + \sigma}{\zeta_{+} + \sigma}, \quad \zeta_{+,-} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \quad (2.4)$$

Де r^p (r^s) - комплексний амплітудно-залежний коефіцієнт відбиття, що визначається як відношення відбитого до падаючого магнітного (електричного) поля.

Крім того, за допомогою рівняння (2.3) повне відбиття, залежне від інтенсивності ($R = |r^2|$), можна записати як:

$$R_i = \frac{(\sigma_0^i)^2 + (\beta_i^2 + \gamma_i^2)\zeta_-^2 + 2\gamma_i\sigma_0^i\zeta_-}{(\sigma_0^i)^2 + (\beta_i^2 + \gamma_i^2)\zeta_+^2 + 2\gamma_i\sigma_0^i\zeta_+}, \quad i = x, y \quad (2.5)$$

Можна помітити, що за відсутності метаповерхні (2.5) рівняння ($\sigma_0^i = 0$)

перетворюється на звичайну формулу для рівнянь Френеля при нормальному падінні. Підібравши змодельовані або виміряні спектри відбиття згідно з рівнянням (2.5) за методом найменших квадратів, отримуємо параметри σ_0 , β і γ поверхневої провідності. Як ілюстративний приклад, ми демонструємо відтворену поверхневу провідність із змодельованих спектрів відбиття на Рис.2.2. Спектри відбиття, пропускання та поглинання нормально падаючої плоскої хвилі були розраховані за допомогою методу скінченних елементів програмного забезпечення COMSOL Multiphysics для однієї елементарної комірки з накладеними періодичними граничними умовами (Рис.2.2а-2.2b). Потім x- та y-компоненти поверхневої провідності були відтворені із змодельованих спектрів відбиття за допомогою рівняння () для ТМ та ТЕ поляризацій, відповідно (Рис. 2.2с-2.2d).

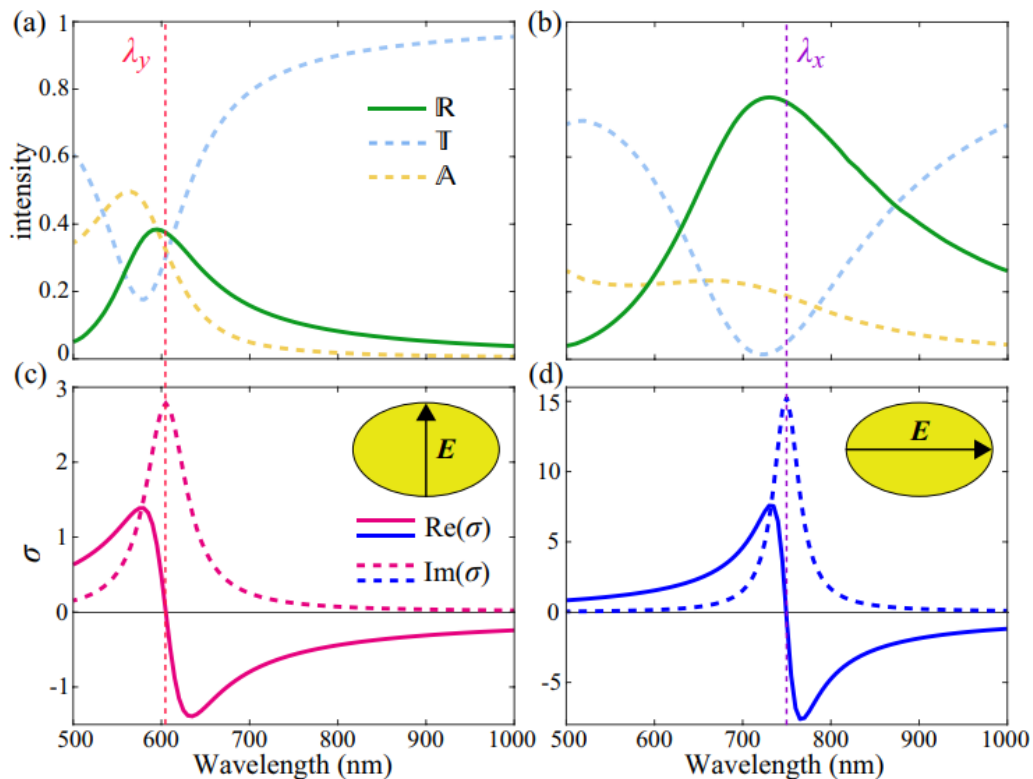


Рисунок 2.2. (а,b) Спектри відбиття R (зелена лінія), пропускання T (штрихова світло-блакитна лінія) та поглинання A (штрихова жовта лінія). (с,d) Спектри дійсної (суцільні лінії) та уявної (штрихові лінії) частин ефективної поверхневої провідності, отримані за допомогою рівняння (2.5) з модельованих спектрів відбиття, показаних на (а,b), для (с) у- (ТЕ) та (d) х- (ТМ) орієнтації вектора електричного поля. Резонансні довжини хвиль (а,с) λ_y і (b,d) λ_x показані червоним і фіолетовим штриховими лініями відповідно.

2.3. Дисперсійне рівняння та ізочастотні контури гіперболічного плазмон-поляритону

Отриманий тензор ефективної поверхневої провідності можна використати для аналізу властивостей гіперболічної метаповерхні у ближньому полі. Зокрема, можна знайти дисперсійні криві, ізочастотні контури та поля квазі-ТЕ і квазі-ТМ гіперболічного плазмон-поляритону, що поширюються вздовж ГМ. Розв'язавши дисперсійне рівняння у симетричному випадку, коли ГМ знаходиться в однорідному ізотропному середовищі, яке характеризується діелектричною проникністю ε і магнітною проникністю μ , рівняння має такий вигляд:

$$\left(\frac{2\varepsilon k_0}{\kappa} + i\sigma_{xx}\right) \left(\frac{2\kappa}{\mu k_0} - i\sigma_{yy}\right) = \sigma_{xy}\sigma_{yx} \quad (2.6)$$

Де $k_0 = \frac{\omega}{c}$ – хвильовий вектор у вільному просторі (вакуумі),

$\kappa = \sqrt{k_{HPP}^2 - \varepsilon\mu k_0^2}$ – глибина проникнення, k_{HPP} – площинна компонента хвильового вектору ГПП,

$\sigma_{xx}\sigma_{yy} = \sigma_{x,y}\cos^2\alpha + \sigma_{y,x}\sin^2\alpha$, $\sigma_{xy}\sigma_{yx} = (\sigma_x - \sigma_y)\cos\alpha\sin\alpha$, α - кут між віссю x та напрямком розповсюдження ГПП. Тут лівий і правий доданки в лівій частині рівняння (2.6) відповідають звичайним графеновим плазмонам ТМ і ТЕ відповідно. Типові ІЧК поверхневих хвиль на ізотропній та анізотропній (гіперболічній) метаповерхнях, розраховані за допомогою рівняння (2.6) з відновленими поверхневими провідностями (рис.2.1 d-e) наведені на рис.2.1 f-m

2.4. Визначення спектральної ширини гіперболічного режиму та ефективності режиму каналювання.

Нарешті, ми можемо визначити гіперболічний режим метаповерхні та його спектральну ширину. Він визначається саме гіперболічними ізочастотними контурами у просторі обернених векторів решітки та, як наслідок, гіперболічними профілями поля. У наближенні ефективного локального середовища цей режим має місце, коли уявні частини компонент тензора ефективної поверхневої провідності мають різні знаки:

$$Im(\sigma_x)Im(\sigma_y) < 0 \quad (2.7)$$

Однак ефект просторової дисперсії може порушити відповідність між невизначеним тензором анізотропної провідності та гіперболічними ізочастотними контурами. В цій роботі ми аналізуємо властивості гіперболічного режиму через ефективний тензор поверхневої провідності, нехтуючи нелокальними ефектами.

Наприклад, для нанодисків з круглим поперечним перерізом резонанси вздовж x - та y -напрямків ідентичні і спостерігаються на довжині хвилі λ_0 (рис.2.1 d).

Наскільки субхвильовою є досліджувана структура, можна проаналізувати за допомогою коефіцієнта a/λ_0 . Залежно від довжини хвилі, метаповерхня підтримує або ТМ-, або ТЕ-поляризовані поверхневі хвилі, що відповідають $\sigma > 0$ і $\sigma < 0$ відповідно. Тому така метаповерхня є ізотропною в наближенні ефективного локального середовища, що призводить до того, що ІЧК близькі до кіл як для ТМ- (рис.2.1 f, h), так і для ТЕ-поляризованих (рис.2.1 j, l) поверхневих хвиль. При розтягуванні нанодиска вздовж осі x збіжні резонанси ізотропної метаповерхні розщеплюються на два добре розділені резонанси при $\lambda_x > \lambda_0$ і $\lambda_y < \lambda_0$ (рис.2.1. e). До першого ($\lambda < \lambda_y$) і після другого ($\lambda > \lambda_x$) резонансів уявна частина обох компонент поверхневої ефективною провідності залишається додатною і від'ємною, що призводить до індуктивного і ємнісного режимів метаповерхонь відповідно. Тут всі компоненти електричного і магнітного полів представлені для кожної власної моди, тому поляризація ГПП може бути визначена як квазі-ТМ та квазі-ТЕ в залежності від домінуючого поляризаційного внеску. Ці режими характеризуються замкненими ІЧК еліптичної форми як для квазі-ТМ (рис.2.1 g), так і для квазі-ТЕ (рис.2.1 m) ГПП.

Найцікавіший режим виникає між резонансами ($\lambda_y < \lambda < \lambda_x$), де уявні частини компонент поверхневої провідності мають різні знаки (рис.2.1 e). Форма гіперболічних ізочастотних контурів може бути змінена через наявність втрат (уявної частини плоского хвильового вектора), але для конструкції, що розглядається, ця ситуація має місце для більших значень хвильових векторів $|k_{HPP}/k_0| > 2$. У цьому специфічному режимі ІЧК є гіперболами та дугами біля світлових ліній для квазі-ТМ та квазі-ТЕ ГПП відповідно (рис.2.1 i). Ми визначаємо спектральну ширину гіперболічного режиму наступним чином:

$$\Delta\lambda = \lambda_x - \lambda_y \quad (2.8)$$

Тепер визначимо ефективність режиму каналювання. Він визначається коли в околі резонансів одна з компонент тензора ефективної поверхневої провідності (σ_x) має пік, тоді як інша (σ_y) може бути близькою до нуля. Такий стан характеризується майже плоскими ГЧК (рис.2.1 к) і призводить до поширення самоколімуючих хвиль вздовж певного напрямку (вздовж осі x), що називається режимом каналювання поверхневих хвиль. Для того, щоб визначити ступінь розбіжності ГПП в режимі каналювання для конкретного дизайну ГМ, визначимо ефективність каналювання ГПП на близькій до резонансної довжині хвилі $\lambda_c \approx \lambda_x$ як показано нижче:

$$N_c = \max\left[\frac{\text{Im}(\sigma_x)}{\text{Im}(\sigma_y)}\right] \quad (2.9)$$

Таким чином, екстремальна анізотропія призводить до меншого ступеня розбіжності поверхневих хвиль під час каналювання.

Розділ 3. Дослідження гіперболічної метаповерхні на основі золотих нанодисків

3.1. Залежність резонансних довжин хвиль, спектральної ширини гіперболічного режиму від геометричних параметрів.

Розглянемо метаповерхню що складається з золотих нанодисків еліптичного поперечного перерізу, упакованих у квадратний масив (Рис. 1а-1с) [33]. Дисперсія золота взята з експериментальних даних для тонких золотих плівок [34]. Товщину нанодисків фіксовано як $h = 20$ нм. Введемо коефіцієнт заповнення, що показує відношення поверхні золота, і визначимо його наступним чином:

$$f = \frac{S_{el}}{S_{uc}} \quad (3.1)$$

Де, $S_{uc} = a^2$ – площа елементарної комірки, a – період метаповерхні,

$S_{el} = \pi R_x R_y$ – площа еліптичного поперечного перерізу нанодиска, як характеризується довгою $R_x = \eta_x R$ та короткою $R_y = \eta_y R$ півосьми.

Тут R_x та R_y отримані розтягуванням і стисканням, відповідно, кругового перерізу радіусом R , який можна визначити як $R = a\sqrt{f/\pi}$. Безрозмірні коефіцієнти η_x і η_y характеризують ступінь анізотропії і пов'язані як $\eta_x \eta_y = 1$. Це означає, що ми зберігаємо коефіцієнт заповнення при будь-якому розтягуванні круглого перерізу в еліптичний. Гіперболічність є прямим наслідком резонансів та анізотропії. Тому доречно ввести коефіцієнт анізотропії, який визначається як $\Delta\eta = \eta_x - \eta_y$ і показує, наскільки ми подовжуємо коло.

Тепер, проаналізуємо ефективну поверхневу провідність ГМ залежно від зміни її геометричних параметрів Рис.3.1

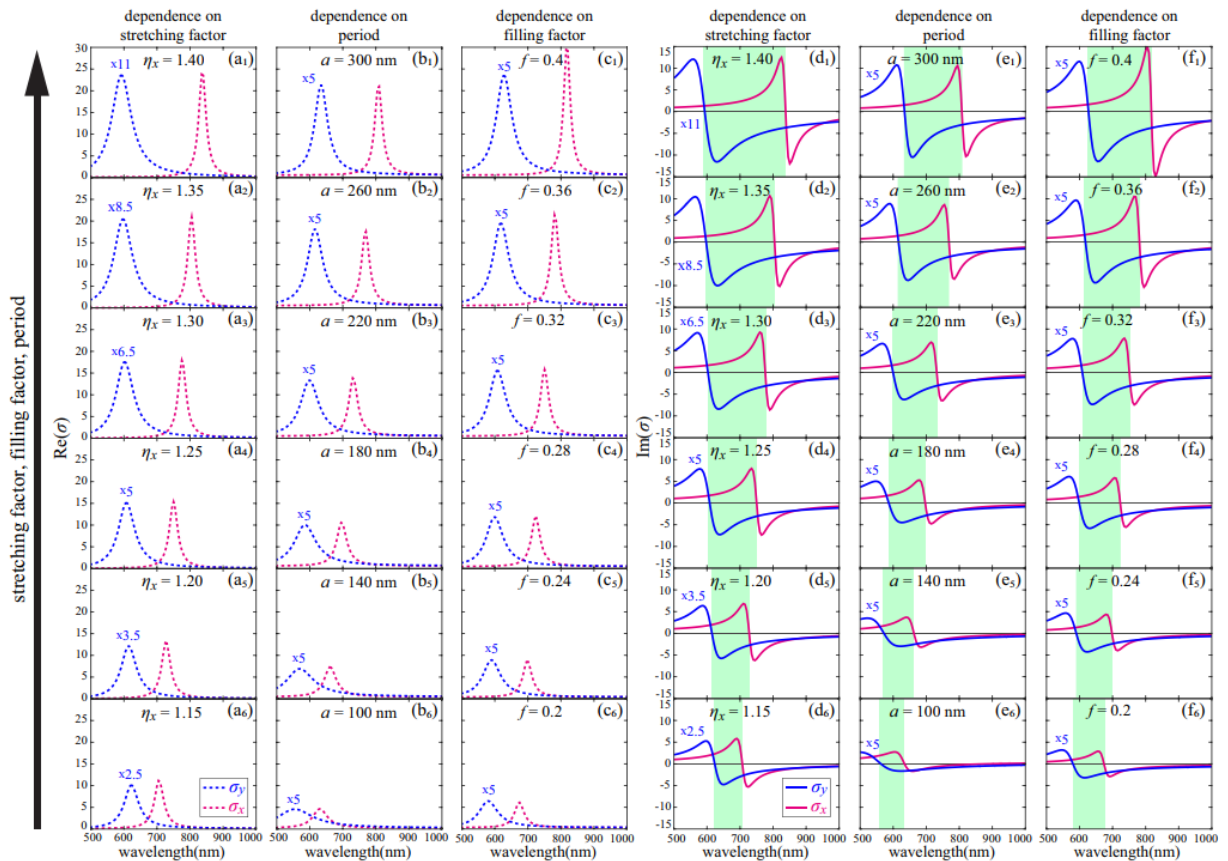


Рисунок 3.1. Залежності (а-с) дійсної та (d-f) уявної частин x - (пурпурні лінії) та y - (сині лінії) компонент тензора ефективної поверхневої провідності від довжини хвилі у випадку фіксованого (a,d) періоду $a = 240$ нм та коефіцієнта заповнення $f = 0.32$, (b,e) розтягування $\eta_x = 1.25$ та коефіцієнта заповнення $f = 0.32$, а також (с,f) періоду $a = 240$ нм та коефіцієнта розтягування $\eta_x = 1.25$. (a,d) Значення коефіцієнта розтягування в (a1,d1) $\eta_x = 1.40$, (a2,d2) $\eta_x = 1.35$, (a3,d3) $\eta_x = 1.30$, (a4,d4) $\eta_x = 1.25$, (a5,d5) $\eta_x = 1.20$ і (a6,d6) $\eta_x = 1.15$. (b,e) Значення періоду в (b1,e1) $a = 300$, (b2,e2) $a = 260$, (b3,e3) $a = 220$, (b4,e4) $a = 180$, (b5,e5) $a = 140$ і (b6,e6) $a = 100$ нм. (с,f) Значення коефіцієнта заповнення в (c1,f1) $f = 0.4$, (c2,f2) $f =$

0.36, (c3,f3) $f = 0.32$, (c4,f4) $f = 0.28$, (c5,f5) $f = 0.24$ і (c6,f6) $f = 0.2$. Значення у-компоненти поверхневої провідності збільшено для кращої візуалізації в (a1,d1) 11, (a2,d2) 8.5, (a3,d3) 6.5, (a4,d4) 5, (a5,d5) 3.5 і (a6,d6) 2.5 рази, а в (b,c,e,f) в 5 разів відповідно. Зелені області на рисунках (d,e,f) відповідають гіперболічному режиму метаповерхні Сірі горизонтальні лінії в (d-f) відповідають $\text{Im}(\sigma) = 0$.

Демонструємо залежність дійсної [рис. 3а-3с] та уявної [рис. 3d-3f] компонент тензора ефективної поверхневої провідності від довжини хвилі для різних значень коефіцієнта розтягування η_x (рис. 3а, 3d), періоду a (рис. 3б, 3е) та коефіцієнта заповнення f (рис. 3с, 3f). Зелені області на рис. 3d-3f відповідають гіперболічному режиму метаповерхні. Легко помітити, що спектральна ширина гіперболічного режиму пропорційна періоду, коефіцієнтам розтягування та заповнення. Зі збільшенням коефіцієнта розтягування η_x амплітуди ефективної поверхневої провідності вздовж (σ_x) і впоперек (σ_y) довгої осі еліпса збільшуються і зменшуються відповідно (рис. 3а, 3d). Це є очевидним наслідком геометричної модифікації. Загалом, амплітуди σ_x приблизно в 5 разів більші за σ_y (рис. 3а4, 3б, 3с, 3d4, 3е, 3f) при коефіцієнті розтягування $\eta_x = 1.25$. Однак вони можуть відрізнитися на порядок для значень $\eta_x \geq 1.4$, що відповідає ультра-анізотропному випадку. Тепер, для всіх трьох випадків, побудуємо спектральний зсув резонансів λ_x і λ_y та спектральну ширину гіперболічного режиму метаповерхні $\Delta\lambda$.

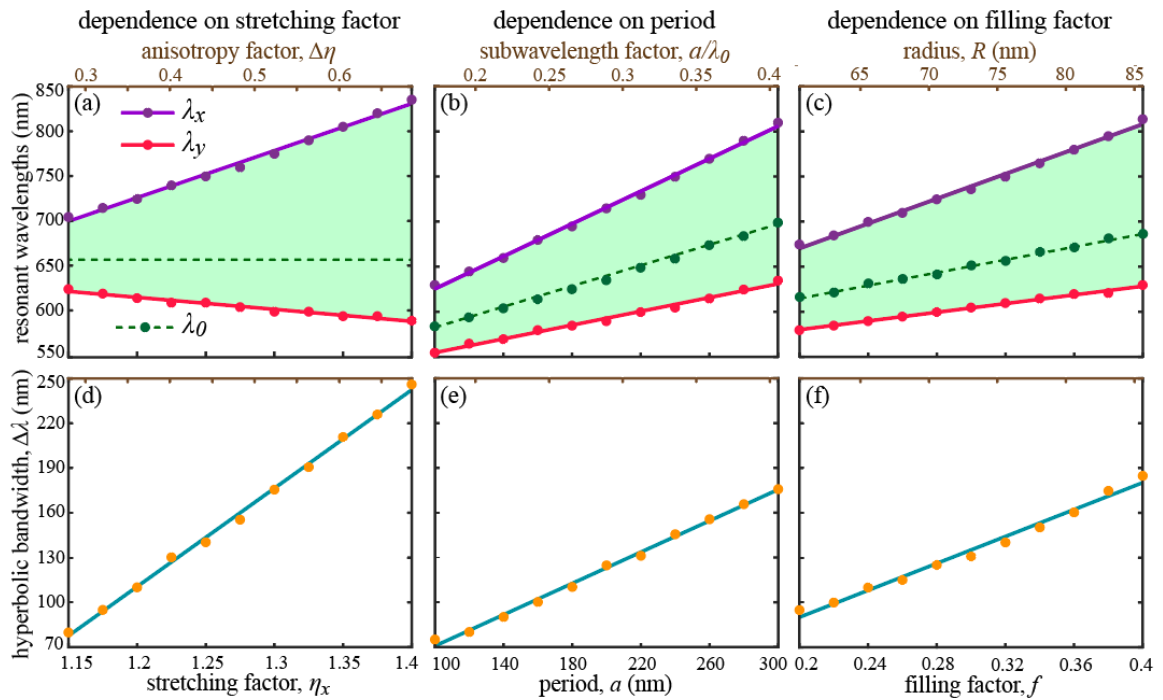


Рисунок 3.2. Залежності (а-с) резонансних довжин хвиль λ_0 (зелені пунктирні лінії), λ_x (фіолетові лінії) та λ_y (червоні лінії), (d-f) спектральної ширини гіперболічного режиму $\Delta\lambda$ від (a,d) коефіцієнтів розтягування η_x і анізотропії $\Delta\eta$, (b,e) періоду a і субхвильового коефіцієнта a/λ_0 і (c,f) коефіцієнта заповнення f і радіуса R . Зелені області на (a-c) показують гіперболічний режим метаповерхні, що описується рівнянням (1). Точки та лінії відповідають чисельно змодельованим значенням та аналітичним (a-f) лінійним формулам підбору. Параметри метаповерхні наступні: (a,d) $a = 240$ нм, $f = 0.32$, (b,e) $f = 0.32$, $\eta_x = 1.25$, (c,f) $a = 240$ нм, $\eta_x = 1.25$.

Можна помітити, що резонансні довжини хвиль λ_x і λ_y зміщуються до червоного спектру зі збільшенням будь-якого геометричного параметра (коефіцієнта розтягування і заповнення, періоду) (рис. 3.2a-4c), за винятком одного особливого випадку, коли резонансна довжина хвилі вздовж короткої осі λ_y зазнає невеликого

синього зміщення зі збільшенням коефіцієнта розтягування η_x (рис.3.2a). Як наслідок, спектральна ширина гіперболічного режиму $\Delta\lambda$ лінійно пропорційна всім досліджуваним геометричним параметрам (рис. 3.2d-f). Типові значення $\Delta\lambda$ змінюються від 75 до 175 нм, але можуть досягати до $\Delta\lambda = 250$ нм при $\eta_x = 1.4, f = 0.32, a = 240$ нм. Таким чином, гіперболічний режим є природним проявом анізотропії в резонансній системі.

3.2 Залежність ефективності режиму каналювання від геометричних параметрів

Проведемо аналіз ефективності біля резонансного плазмонного каналювання, як і в попередньому випадку, змінюючи геометричні параметри (фактор розтягування, заповнення та період) ГМ.

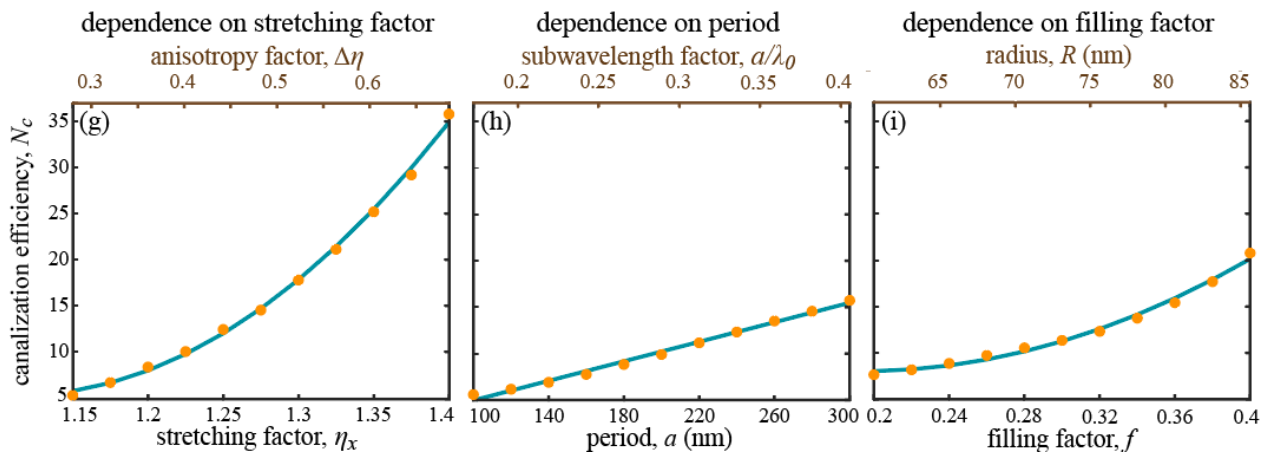


Рисунок 3.3. Залежність ефективності каналювання N_c від коефіцієнтів розтягування η_x та анізотропії $\Delta\eta$ (g), від періоду a та субхвильового коефіцієнта a/λ_0 (h) та від коефіцієнта заповнення f та радіусу R . Точки та

лінії відповідають численно змодельованим значенням та аналітичним (g-i) квадратичним формулам підбору.

Як видно на Рис.3.3 ефективність каналювання квадратично пропорційна факторам заповнення і особливо розтягування, що підтверджує ультра-анізотропне походження цього ефекту. Значення N_c для більшості випадків змінюються від 5 до 20, але можуть досягати $N_c = 35$ при $\eta_x = 1.4, f = 0.32, a = 240$ нм. Виходячи з цього, фактор анізотропії $\Delta\eta$ відіграє вирішальну роль у формуванні як гіперболічного режиму так і бездифракційного каналювання плазмонів.

3.3. Вплив підкладки для обраного дизайну гіперболічної метаповерхні

Ми розглядаємо також вплив підкладки для обраного дизайну ГМ. Тобто ми проаналізували вплив підкладки на досліджувані властивості гіперболічного режиму та ефективності режиму каналювання. Ми визначаємо підкладку як нескінченний нижній півпростір, що характеризується показником заломлення n_s . Продемонстровано залежність дійсної (рис.3.4a) та уявної (рис.3.4b) компонент тензора ефективної поверхневої провідності від довжини хвилі для різних значень показника заломлення підкладки n_s , що змінюються в діапазоні від 1 до 1.8. Очевидно, що резонансні довжини хвиль і, як наслідок, спектральна ширина гіперболічного режиму $\Delta\lambda$ лінійно пропорційні до показника заломлення підкладки (рис.3.4c-d)

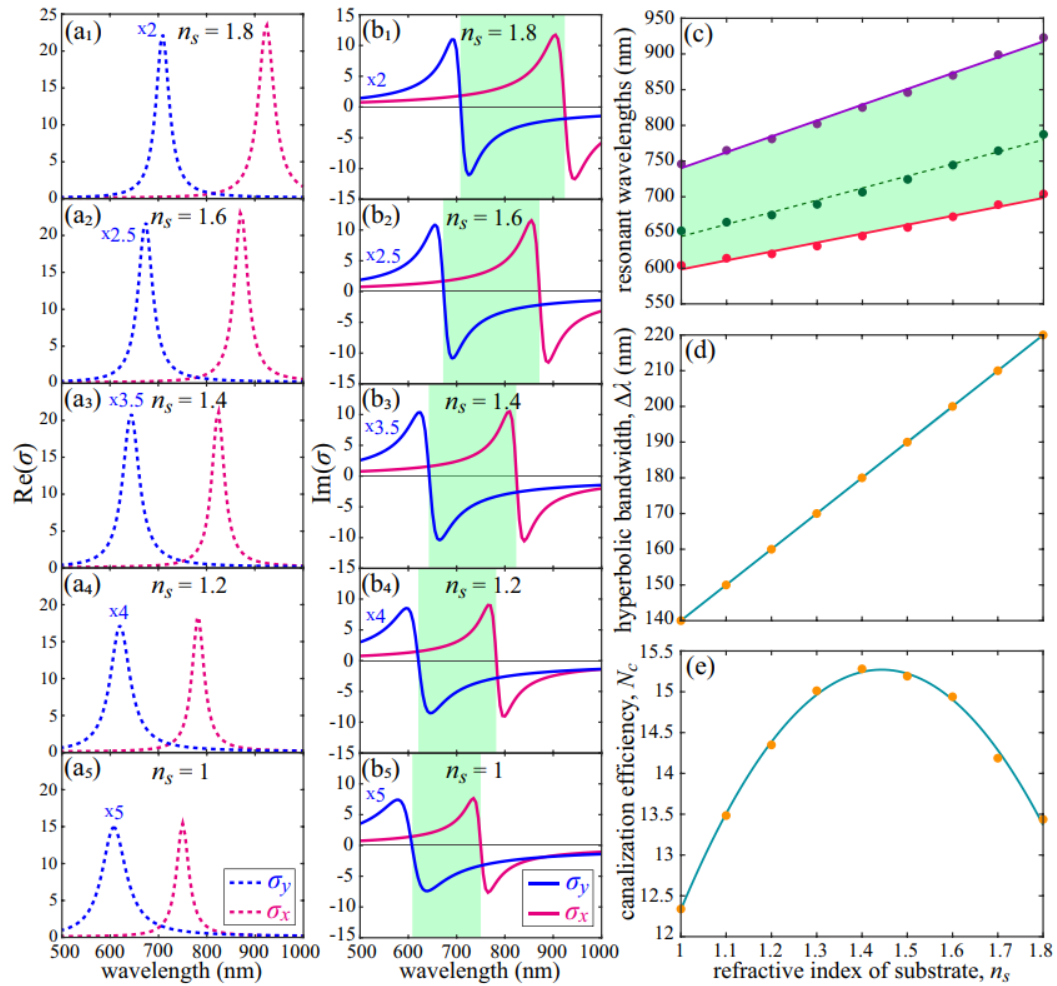


Рисунок 3.4. (а,b) Залежності (а) дійсної та (b) уявної частин х- (пурпурні лінії) та у- (сині лінії) компонент тензора ефективної поверхневої провідності від довжини хвилі у випадку фіксованого періоду $a = 240$ нм, коефіцієнта заповнення $f = 0.32$ та коефіцієнта розтягування $\eta_x = 1.25$. Значення показника заломлення підкладки в (a1,b1) $n_s = 1.8$, (a2,b2) $n_s = 1.6$, (a3,b3) $n_s = 1.4$, (a4,b4) $n_s = 1.2$ і (a5,b5) $n_s = 1$. Значення у-компоненти поверхневої провідності збільшено для кращої візуалізації в (a1,b1) 2, (a2,b2) 2.5, (a3,b3) 3.5, (a4,b4) 4 і (a5,b5) 5 разів відповідно. (c-e)

Залежності резонансних довжин хвиль λ_0 (зелені пунктирні лінії), λ_x (фіолетові лінії) і λ_y (червоні лінії), (d) спектральної ширини гіперболічного режиму $\Delta\lambda$ і (e) ефективності каналювання N_c від показника заломлення підкладки. Точки і лінії відповідають чисельно змодельованим значенням і аналітичним (c,d) лінійним і (e) квадратичним формулам підбору, відповідно. Зелені області на рисунках (b,c) відповідають гіперболічному режиму метаповерхні, що описується рівнянням (9). Сірі горизонтальні лінії на (b) відповідають $\text{Im}(\sigma) = 0$.

Важливо, що амплітуди σ_y наближаються до σ_x зі збільшенням показника заломлення підкладки і досягають $\sigma_x/\sigma_y \approx 2$ у відповідних резонансах для $n_s = 1.8$. При цьому ефективність плазмонного каналювання має параболічну залежність від показника заломлення підкладки з локальним максимумом в околі $n_s = 1.45$ (рис.3.4e), що відповідає кварцовій підкладці, яка широко використовується в оптиці.

3.4. Виведення універсальних формул для спектральної ширини гіперболічного режиму та ефективності режиму каналювання

Представлені результати можуть бути об'єднані єдиною унікальною формулою, яка враховує всі розглянуті залежності від геометричних параметрів і підкладки. Довжина хвилі плазмонного резонансу ізотропної наночастинки лінійно пропорційна її розміру згідно з теорією Мі. Ефективні розміри плазмонної наночастинки вздовж x- та y-напрямків змінюються внаслідок розтягування, що призводить до відповідних зсувів резонансних довжин хвиль. Цей специфічний зсув, очевидно, пропорційний різниці розмірів наночастинок вздовж певного

напрямку після і до розтягування ($\eta_x - 1$). Спектральна ширина гіперболічного режиму дорівнює різниці між цими зсувами, тому вона прямо пропорційна загальній різниці між розмірами наночастинок вздовж ортогональних напрямків після розтягування ($\eta_x - \eta_y$). Ми виявляємо раніше показані лінійні залежності резонансних довжин хвиль і спектральної ширини гіперболічного режиму $\Delta\lambda$ від періоду a , коефіцієнтів заповнення f і розтягування η_x та показника заломлення підкладки n_s , які можна виразити наступним чином:

$$\overline{\lambda_{x,y}} = \lambda_0 + C_\lambda n_s a f (\eta_{x,y} - 1) \quad (3.2)$$

$$\overline{\Delta\lambda} = C_\lambda n_s a f (\eta_x - \eta_y) \quad (3.3)$$

Ефективність плазмонного каналювання N_c квадратично пропорційна фактору анізотропії $\Delta\eta$ (фактору розтягування η_x) і лінійно пропорційна іншим геометричним параметрам та показнику заломлення підкладки (лінійна залежність для фактора заповнення спостерігається при $f < 0.35$). Ми припускаємо, що квадратична залежність від розтягування пов'язана з одночасним збільшенням амплітуди σ_x в околі резонансу λ_x і зменшенням значень σ_y внаслідок синього зсуву резонансної довжини хвилі λ_y . Таким чином, універсальну формулу можна вивести та записати в такій формі:

$$\overline{N_c} = 1 + C_N n_s a f (\eta_x - 1)^2 \quad (3.4)$$

Числові коефіцієнти C_λ і C_N залежать від досліджуваного діапазону довжин хвиль, оскільки золото є сильно дисперсійним матеріалом. Для досліджуваного видимого спектру (діапазон довжин хвиль від 500 до 1000 нм) числові коефіцієнти визначаються як $C_\lambda = 4,3$ і $C_N = 2,2 \text{ нм}^{-1}$. Зверніть увагу, що в ізотропному випадку,

тобто $\eta_x = \eta_y = 1$, отримуємо $\lambda_{x,y} = \lambda_0$, $\Delta\lambda = 0$ і $N_c = 1$. Для того, щоб підтвердити коректність рівнянь (3.2)-(3.4), ми вводимо відносні похибки, які визначаються як:

$$\epsilon_\lambda = \frac{|\overline{\Delta\lambda} - \Delta\lambda|}{\Delta\lambda} \times 100\%, \quad (3.5)$$

$$\epsilon_N = \frac{|\overline{N_c} - N_c|}{N_c} \times 100\% \quad (3.6)$$

Ми дослідили відносні похибки для різних значень геометричних параметрів для випадків фіксованого коефіцієнта розтягування (рис. 3.5 а, с) та фіксованого періоду (рис. 3.5 b, d). Можна зробити висновок, що відносні похибки не перевищують 10% майже для всього діапазону, що охоплює періоди від 120 до 300 нм, коефіцієнти заповнення від 0,2 до 0,35 (радіуси від 30 до 100 нм) і коефіцієнти анізотропії від 0,333 до 0,625 (коефіцієнти розтягування від 1,18 до 1,36), див.

Рис.3.5

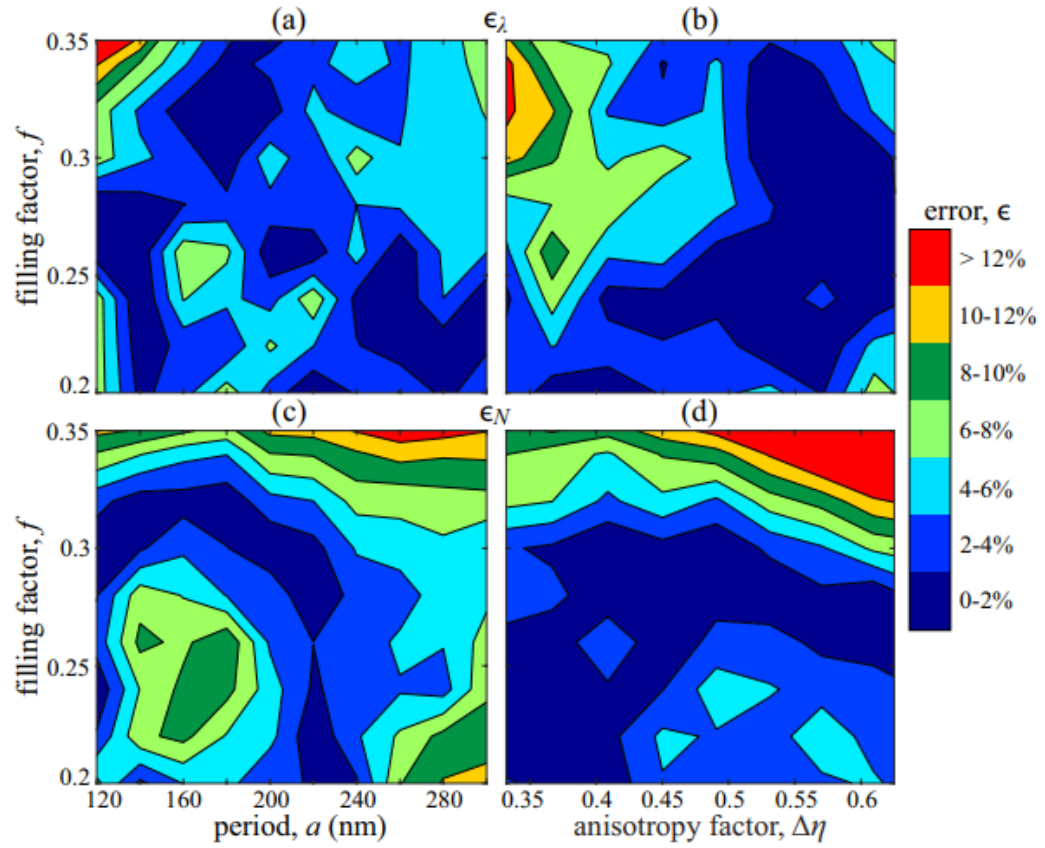


Рисунок 3.5. Залежності відносних похибок для (a,b) спектральної ширини гіперболічного режиму ϵ_λ і (c,d) ефективності плазмонного каналювання ϵ_N , визначених за рівнянням (3.5-3.6), від (a,c) періоду і коефіцієнта заповнення для фіксованого коефіцієнта розтягування $\eta_x = 1.25$ і (c,d) коефіцієнтів заповнення і анізотропії (розтягування) для фіксованого періоду $a = 240$ нм. Кожна кольорова карта складається з 10×10 розрахованих рівновіддалених точок. Кожним кольором позначено відповідні діапазони значень відносних похибок

Усереднені похибки в зазначених діапазонах геометричних параметрів становлять $\langle \epsilon_\lambda \rangle = 3,8\%$ (рис. 6a), $\langle \epsilon_\lambda \rangle = 3,9\%$ (рис. 6b), $\langle \epsilon_N \rangle = 6,5\%$ (рис. c) та $\langle \epsilon_N \rangle = 5,3\%$ (рис. d). Таким чином, запропоновані універсальні формули можуть бути використані

для визначення початкового дизайну гіперболічних метаповерхонь з наперед заданими характеристиками, такими як спектральні положення та амплітуди резонансів.

Розділ 4. Дослідження гіперболічної метаповерхні на основі золотих нанопластин та ґраток.

4.1. Залежність резонансних довжин хвиль, спектральна ширина гіперболічного режиму від геометричних параметрів в екстремальних випадках

У цій роботі ми аналізуємо спектральні положення резонансів і спектральну ширину гіперболічного режиму для десятків плазмонних метаповерхонь на основі золотих нанопластинок. Починаючи з нанопластин квадратного перерізу, ми поступово розтягуємо їх у ґратки, вводячи анізотропію. Таким чином, конструкція на основі нанопластинок дозволяє дослідити повну динаміку переходу між ізотропним та екстремально анізотропним випадками для резонансів ГМ. Показано, що резонансна довжина хвилі для випадку електричного поля, орієнтованого вздовж напрямку розтягування, і спектральна ширина гіперболічного режиму спочатку лінійно пропорційні фактору розтягування, але при певному ступені розтягування (анізотропії) їхня залежність стає квадратичною. Далі ми демонструємо каналювання плазмонів поблизу одного з резонансів, що підкреслює актуальність інженерії метаповерхонь для плоскої передачі оптичного сигналу.

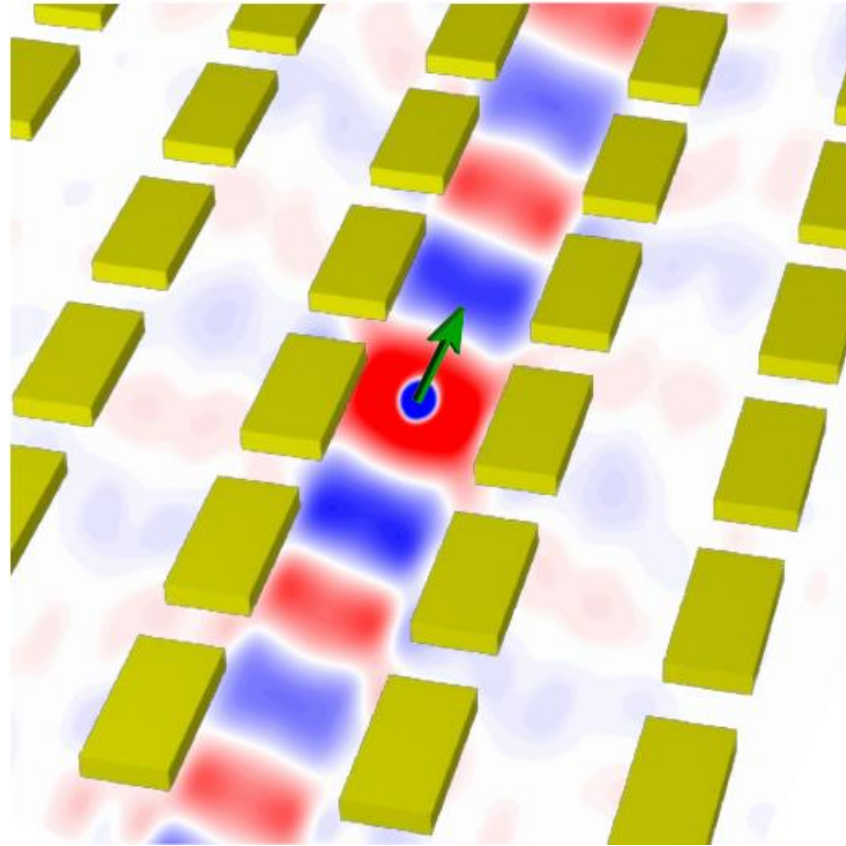


Рисунок 4.1. Художній вигляд поверхневого плазмонного каналування вздовж гіперболічної метаповерхні на основі нанопластинок в околі резонансної довжини хвилі, збудженої точковим вертикальним диполем, позначеним зеленою стрілкою.

Ми розглядаємо метаповерхню на основі періодичного масиву золотих наночастинок з висотою $h = 20$ нм і прямокутним поперечним перерізом ($a_x \times a_y$), упакованих у квадратний масив з постійною решітки $p = 300$ нм на межі розділу з кварцовою підкладкою ($n_s = 1.45$). Спочатку ми розглядаємо плазмонну метаповерхню на основі нанопластин квадратного поперечного перерізу зі стороною $a = 150$ нм (елементарна комірка показана на рис. 4.2a1)

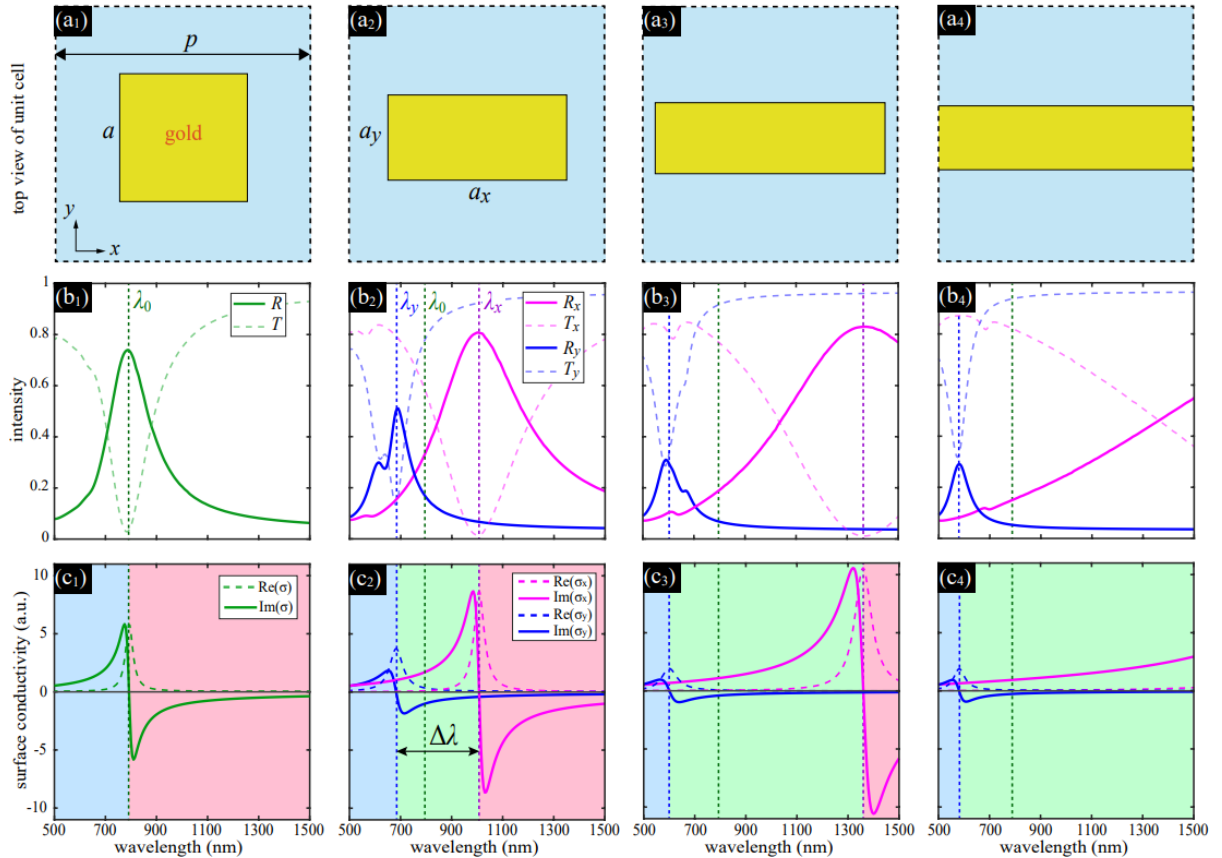


Рисунок 4.2. (a1-a4) Елементарні комірки метаповерхонь з періодом $p = 300$ нм, що складаються з нанопластинок (a1) квадратного поперечного перерізу зі стороною $a = 150$ нм (ізотропний випадок, (a2, a3) прямокутного перерізу довгої та короткої сторін $a_x = a\eta$ та $a_x = a/\eta$ (анізотропний випадок) та (a4) ґратки шириною a $a_y = a/\eta$ (крайній анізотропний випадок), які характеризуються коефіцієнтами розтягування (a1) $\eta = 1$, (a2) $\eta = 1.4$, (a3) $\eta = 1.8$ і (a4) $\eta = 2$. (b1-b4) Спектри відбиття (суцільні лінії) і пропускання (штрихові лінії) метаповерхонь, показаних на рисунках (a1-a4), відповідно. Фіолетові та сині лінії на (b2-b4) відповідають орієнтації електричного поля вздовж осей x та y відповідно. (c1-c4) Залежності дійсної (штрихові лінії) та уявної (суцільні лінії) частин ефективної поверхневої провідності від довжини хвилі, отримані шляхом підбору рівняння ()

з використанням даних з (b1-b4), відповідно. Синя, червона та зелена області відповідають (i) $\text{Im}(\sigma_x) > 0, \text{Im}(\sigma_y) > 0$, (ii) $\text{Im}(\sigma_x) < 0, \text{Im}(\sigma_y) < 0$ та (iii) гіперболічному режиму $\text{Im}(\sigma_x)\text{Im}(\sigma_y) < 0$, відповідно. Резонансні довжини хвиль для ізотропного та анізотропного випадків показані зеленим (λ_0), фіолетовим (λ_x) та синім (λ_y) штриховими лініями відповідно

Потім ми розтягуємо нанопластинки вздовж напрямку x , перетворюючи квадратний переріз на прямокутний (рис.4.2 a2-a4). При розтягуванні загальна площа перерізу зберігається, тому довга і коротка сторони прямокутника відповідають $a_x = a\eta$ і $a_x = a/\eta$, відповідно, де η - коефіцієнт розтягування, що характеризує ступінь анізотропії метаповерхні. Для подальшого аналізу ми вводимо параметр коефіцієнта заповнення вздовж напрямку розтягування, який визначається як $f_x = a_x/p$, тобто довга сторона нанопластинки, нормована на період. Елементарні комірки, показані на рис.4.2 a1-a4, відповідають коефіцієнтам розтягування $\eta = 1, 1.4, 1.8, 2$ і коефіцієнтам заповнення вздовж осі x $f_x = 0.5, 0.7, 0.9, 1$, відповідно. Перша ($a_x = a_y = a$) та остання ($a_x = p$) комірки, показані на рис.4.2 a1 та a4, відповідають ізотропному (в рамках підходу ефективного локального середовища) та екстремально анізотропному випадку, відповідно. А саме, метаповерхня на основі нанопатчів у крайньому анізотропному випадку являє собою решітку з періодом p і шириною a_y . Значення спектральної ширини гіперболічного режиму становлять $\Delta\lambda = 315$ нм і $\Delta\lambda = 745$ нм для випадків $f_x = 0.7$ і $f_x = 0.9$, відповідно (рис.4.2 c2-c3). Для екстремального розтягування, що означає перетворення в ґратку, резонанс вздовж осі x нескінченно червоно зміщується, що означає гіперболічний режим для $\lambda > \lambda_y$) (рис.4.2 c4). Відповідні розподіли

електричного поля на резонансах для всіх випадків з Рис.4.2 a1-a4 показано на Рис. . Рисунок 1 і b1 відповідають ізотропному випадку (квадратна нанопластинка) на довжині хвилі $\lambda_0 = 790$ нм і, як наслідок, однакові щодо повороту на 90° . Рисунок a2-a3 і b2-b4 відповідають довжинам хвиль λ_x (1000 і 1345 нм) і λ_x (685, 600 і 580 нм) відповідно.

Розподіл поля для нерезонансного випадку, коли електричне поле спрямоване вздовж ґратки при $\lambda = 1500$ нм, показано на рис. 4.3 a4

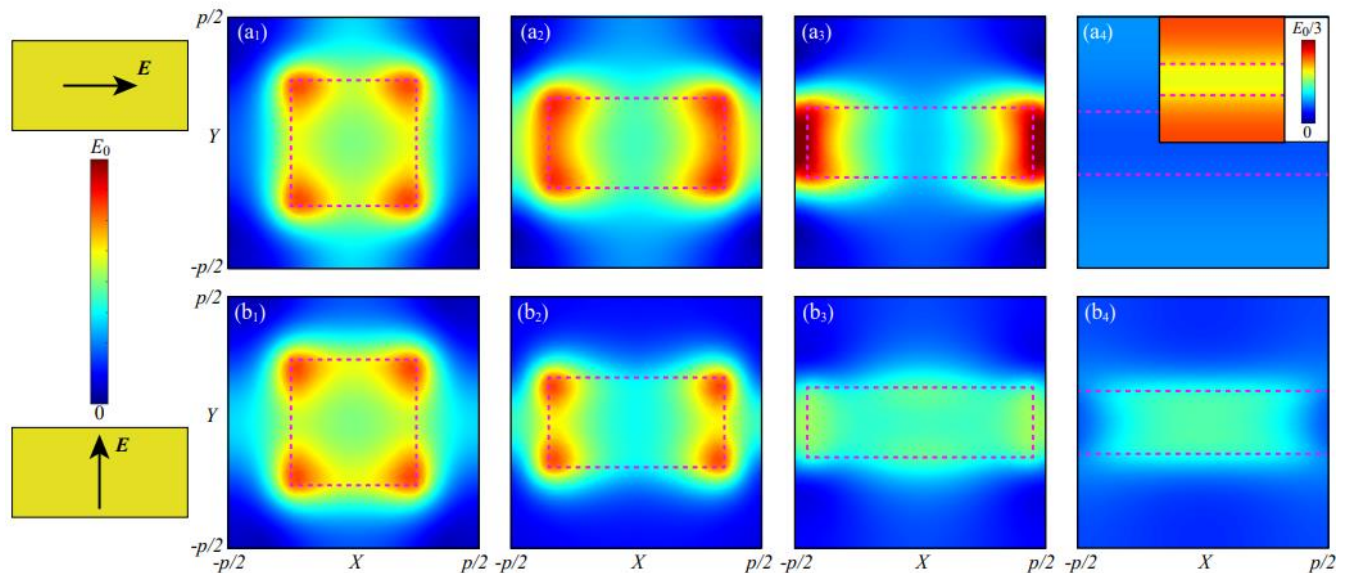


Рисунок 4.3. Просторовий розподіл амплітуди електричного поля в межах елементарної комірки на відстані 20 нм від вершини нанопластин вздовж (a1-a4) та впоперек (b1-b4) напрямку розтягування (вісь x) для випадків, показаних на рис. a1-a4, відповідно, на відповідних резонансних довжинах хвиль: (a1,b1) 790 нм, (a2) 1000 нм, (a3) 1345 нм, (a4) 1500 нм, (b2) 685 нм, (b3) 600 нм і (b4) 580 нм. Амплітуда електричного поля змінюється від 0 (синій колір) до локального

максимального значення E_0 (червоний колір). Вставка в (a4) показана для того ж випадку, але для меж кольорової шкали від 0 до $E_0/3$.

Переходимо до головних результатів, а саме, ми проаналізували спектральні положення резонансів і спектральну ширину гіперболічного режиму при розтягуванні нанопластинок аж до крайнього майже випадку ґратки, що характеризується $f_x = 0.99$. По-перше, ми задаємо значення періоду $p = 300$ нм і коефіцієнта розтягування $\eta = 1$ (ізотропний випадок), 1.2, 1.5 і 2 і змінюємо сторону квадратної нанопластинки a від 100 до 297 нм, від 125 до 247.5 нм, від 100 до 198 нм і від 75 до 148.5 нм відповідно, так що f_x змінюється від 0.5 до 0.99 для всіх трьох випадків (рис.4.4 a і d). По-друге, ми встановили значення періоду $p = 300$ нм і сторони квадратної нанопластинки a в 100, 150 і 180 нм, що відповідає резонансній довжині хвилі $\lambda_0 = 705, 790$ і 835 нм, і змінили коефіцієнт розтягування η від 1,5 до 2,97, від 1 до 1,98 і від 1 до 1,65, відповідно (рис.4.4 b і e). Для останнього випадку $a = 180$ нм, $p = 300$ нм коефіцієнт заповнення вздовж напрямку розтягування f_x змінюється від 0,6 до 0,99. По-третє, ми фіксуємо довгу сторону прямокутної нанопластинки як $a_x = 225$ нм у випадках $a = 180$ нм і $\eta = 1.25$, $a = 150$ нм і $\eta = 1.5$, $a = 125$ нм і $\eta = 1.8$, і змінюємо період p від 227.3 до 450 нм, так що f_x змінюється від 0.5 до 0.99 для всіх трьох випадків (рис.4.4 c і f). Останні три випадки порівнюються з ізотропним випадком $a = a_x = 150$ нм з періодом, що змінюється від 151.5 до 300 нм (сіра лінія на рис.4.4 c). Відповідні значення резонансних довжин хвиль λ_x , λ_y та $\Delta\lambda$ показано на рис.4.4 a-c та d-f відповідно.

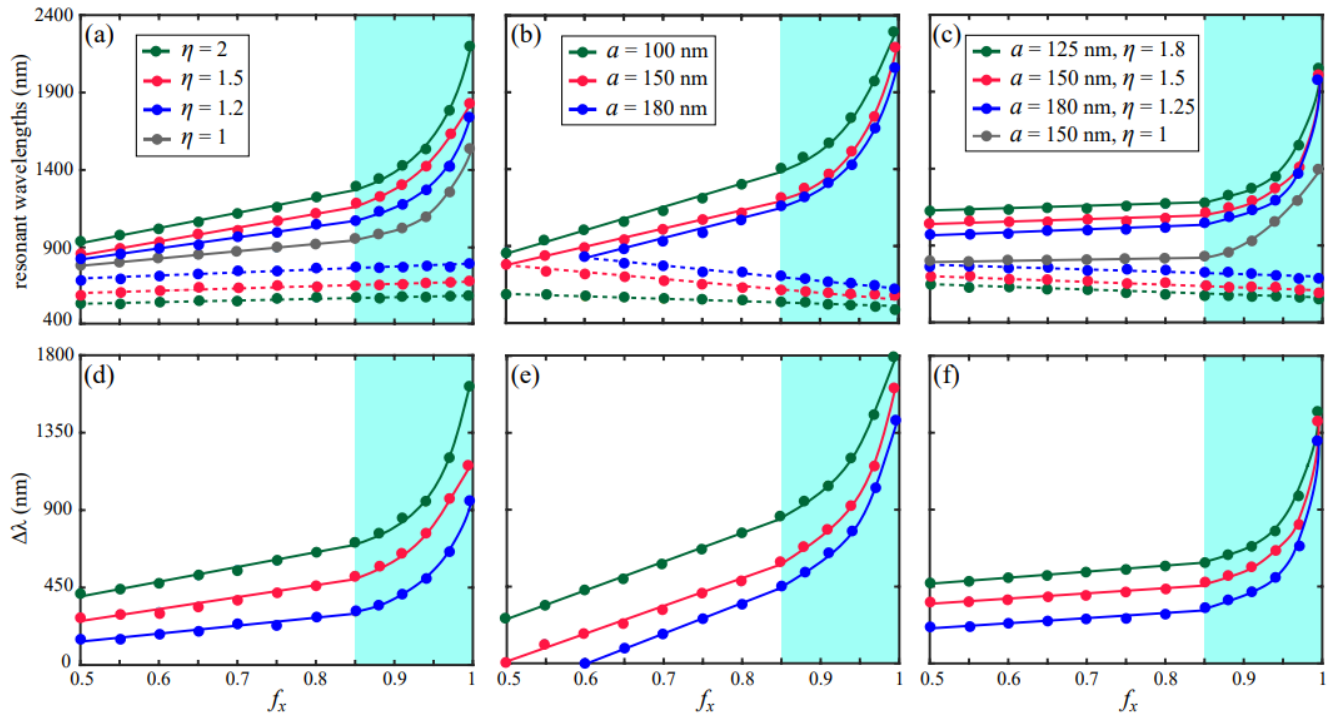


Рисунок 4.4. Залежності (а-с) резонансних довжин хвиль λ_0 (сірі лінії), λ_x (верхні суцільні лінії) і λ_y (нижні штрихові лінії) та (d-g) спектральної ширини між резонансами $\Delta\lambda$ від коефіцієнта заповнення вздовж напрямку розтягу f_x в інтервалі від $f_x = 0.5$ до $f_x = 0.99$ (крайній анізотропний випадок) для фіксованого (a,d) періоду ($p = 300$ нм) і коефіцієнтів розтягування [$\eta = 2$ (зелені лінії), $\eta = 1.5$ (червоні лінії) та $\eta = 1.2$ (сині лінії)], (b,e) періоду ($p = 300$ нм) та сторонах квадратної нанопластинки [$a = 100$ (зелені лінії), $a = 150$ (червоні лінії) та $a = 180$ нм (сині лінії)], та (c,f) коефіцієнтах розтягування та сторонах квадратної нанообласті [$a = 125$ нм, $\eta = 1.8$ (зелені лінії), $a = 150$ нм, $\eta = 1.5$ (червоні лінії) та $a = 180$ нм, $\eta = 1.25$ (сині лінії)]. Сині області відповідають значенням $f_x > 0.85$. Тут точки відповідають чисельним розрахункам, а лінії - їхньому узгодженню з

лінійною та квадратичною (для λ_0 , λ_x та $\Delta\lambda$) кривими при зміні f_x від 0.5 до 0.85 та від 0.85 до 0.99 відповідно.

Розрахунки з квадратними нанопластинками (ізотропний випадок) показано сірими лініями на рис.4.a і с. Можна помітити, що резонансна довжина хвилі λ_0 , зростає лінійно до $f_x \approx 0.85$, а потім квадратично для $f_x > 0.85$ для обох типів викликаної анізотропії. Квадратична залежність $\lambda_x(f_x)$ в інтервалі $0,85 < f_x < 0,99$ пов'язана з сильною взаємною взаємодією між нанопластинками, що призводить до суттєвої модифікації дисперсії власних мод. Довжина хвилі меншого резонансу λ_y , дещо лінійно зміщується до червоного спектру (рис.4.4 а) та синього (рис.4.4b, с) для випадків фіксованих p і η , p і a та a_x , відповідно, зі збільшенням f_x . Довжина хвилі більшого резонансу λ_x зростає лінійно до $f_x \approx 0.85$, а потім квадратично для $f_x > 0.85$ для всіх трьох випадків (рис.4.4a-с), як і резонансна довжина хвилі λ_0 , в ізотропному випадку. Це призводить до значної зміни спектральної ширини від 145, 270 і 415 нм при $f_x = 0.5$ до 300, 520 і 720 нм при $f_x = 0.85$, а потім до 965, 1155 і 1620 нм при $f_x = 0.99$ для випадку фіксованого періоду $p = 300$ нм і коефіцієнтів розтягування $\eta = 1.2, 1.5$ і 2 відповідно (рис.4.4d). Для випадку фіксованого періоду $p = 300$ нм і сторони квадратної нанопластинки $a = 150$ нм, спектральна ширина змінюється від 0 нм при $f_x = 0.5$ ($\eta = 1$, ізотропний випадок) до 610 нм при $f_x = 0.85$ ($\eta = 1.7$, анізотропний випадок), а потім до 1620 нм при $f_x = 0.99$ ($\eta = 1.98$, екстремально анізотропний випадок), як показано червоною лінією на рис.4.4e. У той час як для випадку фіксованих довгих сторін прямокутної нанопластинки $a_x = 225$ нм і $a_y = 100$ нм, спектральна ширина змінюється від 360 нм при $f_x = 0.5$ ($p = 450$ нм) до 480 нм при $f_x = 0.85$ ($p = 264.7$ нм), а потім до 1420 нм при $f_x = 0.99$ ($p =$

227.3 нм), як це показано червоною лінією на рис.4.4f.

4.2. Загальна картина залежності спектральної ширини гіперболічного режиму від фактору анізотропії

Тепер ми можемо продемонструвати повну картину залежності спектральної ширини $\Delta\lambda$ від фактору анізотропії, тобто нанести та доповнити попередні результати. Ми представляємо її за допомогою кольорової карти на рис. , яка демонструє залежність спектральної ширини гіперболічного режиму від коефіцієнта розтягування η і сторони квадратної нанопластинки a на періоді $p = 300$ нм. Сильна гіперболічність спостерігається в області $0,85 < f_x < 0,99$ і відповідає вкрай анізотропному випадку. Перехід від лінійної до квадратичної залежності резонансної довжини хвилі і спектральної ширини від ступеня анізотропії суперечить інтуїції і є важливим для правильного проектування ультра-анізотропних систем і явища плазмонного каналювання, де обидва резонанси повинні бути налаштовані одночасно в екстремально анізотропному випадку.

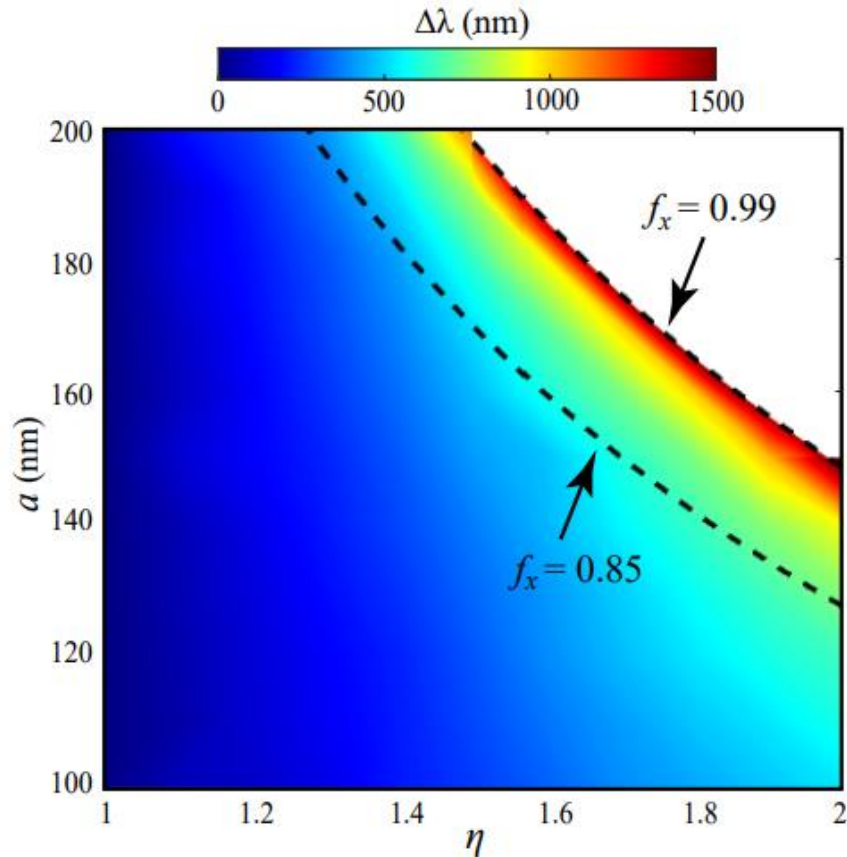


Рисунок 4.5. Залежність спектральної ширини між резонансами $\Delta\lambda$, показаної кольором на стороні квадратної нанопластинки a , від коефіцієнта розтягування η . Чорними пунктирними лініями позначено діапазон значень f_x між 0,85 і 0,99. Тут період метаповерхні дорівнює 300 нм.

4.3. Демонстрація режиму каналювання поверхневих хвиль уздовж гіперболічної метаповерхні

Нарешті, продемонстровано типовий близький до резонансного просторовий розподіл поля поверхневого плазмон-поляритона, збудженого вертикальним (z -орієнтованим) диполем і поширюваного в режимі каналювання вздовж метаповерхні на основі плазмонних нанопластинок (рис.). Метаповерхня, що

складається з нанопластинок 15×15 , взята з рис.4.2 а2, тобто $p = 300$ нм, $a = 150$ нм, $\eta = 1.4$. Режим каналювання спостерігається, коли одна з компонент поверхневої провідності велика, а ортогональна близька до нуля. Тому на рис. а синьою лінією проведено спектральну залежність $\text{Im}(\sigma_x)/\text{Im}(\sigma_y)$, яка характеризує ефективність плазмонного каналювання. Можна помітити малий пік в околі $\lambda_y = 700$ нм і яскраво виражений пік в околі $\lambda_x = 1000$ нм. Для малого піку обидві компоненти поверхневої провідності близькі до нуля, що означає неефективне поширення з дивергенцією, тоді як для великого піку σ_y близька до нуля, а σ_x є резонансною, що призводить до бездивергентного поширення поверхневої хвилі. Проте найефективніше плазмонне каналювання відбувається для довжини хвилі, трохи зміщеної від резонансу, що пояснюється великими втратами на поглинання в околі резонансу, які характеризуються великою дійсною частиною компоненти поверхневої провідності вздовж напрямку каналювання, як це показано червоною пунктирною лінією на рис.4.6а. Як наслідок, ми вибрали довжину хвилі $\lambda = 1100$ нм для оптимальної плазмонного каналювання для цього конкретного дизайну метаповерхні.

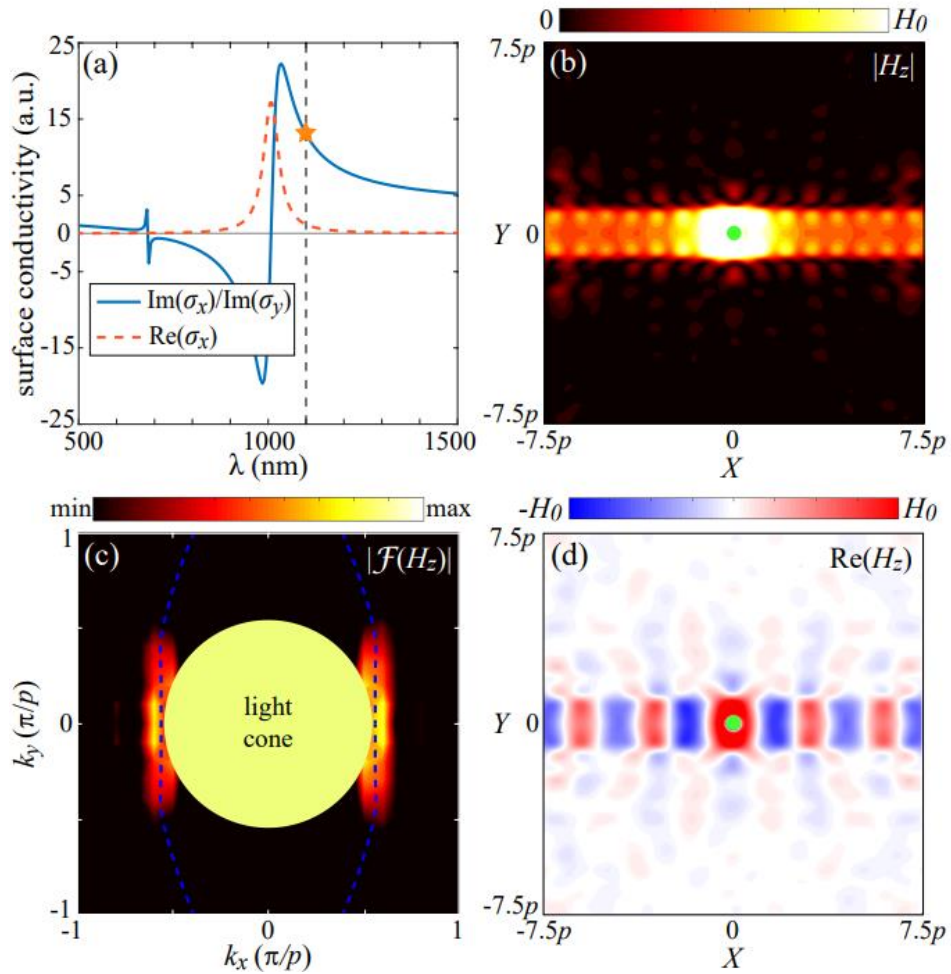


Рисунок 4.6. (а) Залежність дійсної частини σ_x та відношення уявних частин $[\text{Im}(\sigma_x)/\text{Im}(\sigma_y)]$ від довжини хвилі. (b,d) Просторовий розподіл у площині (b) амплітуди і (d) дійсної частини нормальної компоненти магнітного поля для поверхневого плазмон-поляритона, збудженого вертикальним магнітним диполем, розташованим у центрі структури (позначений зеленою точкою) на довжині хвилі $\lambda = 1100$ нм, позначений помаранчевою зірочкою і пунктирною лінією в (а). Метаповерхня складається з нанопластинок, показаних на рис. а2 з періодом $p = 300$ нм, загальний розмір метаповерхні становить 15×15 періодів ($4,5$ мкм \times $4,5$ мкм). (с) Фур'є-спектр просторового розподілу магнітного поля, показаного на

(4.6b,d) в межах першої зони Бріллюена. Максимальні значення відповідають ізочастотному контуру на довжині хвилі $\lambda = 1100$ нм. Жовте коло відповідає світловому конусу в повітрі. Сині лінії відповідають ізочастотному контуру, розрахованому аналітично з використанням поверхневої провідності з рис.4.2 с2.

Просторові розподіли нормальної компоненти магнітного поля H_z показано на рис.4.6b, d, які явно демонструють колінеарне безрозбіжне поширення поверхневого плазмон-поляритона з невеликим затуханням вздовж осі x . Режим каналювання характеризується пласким ізочастотним контуром, що також вказує на топологічний перехід між еліптичною та гіперболічною формами ізочастотних контурів. Для того, щоб виділити ізочастотний контур, ми застосували двовимірне перетворення Фур'є до розрахованого розподілу H_z -поля (рис.4.6с) за стандартною процедурою. З іншого боку, ми розраховали відповідний ізочастотний контур аналітично (синя пунктирна лінія на рис.4.6с), використовуючи дисперсійне рівняння для гіперболічних плазмон-поляритонів на метаповерхнях з отриманим тензором поверхневої провідності, показаним на Рис.4.2.(с2). Ми стверджуємо, що ізочастотні контури, розраховані аналітично за ефективною поверхневою провідністю, добре збігаються з повнохвильовим числовим моделюванням для повномасштабної метаповерхні, що складається з нанопластинок розміром 15×15 . Експериментальна реалізація збудження поверхневих хвиль у гіперболічному та каналізаційному режимах включає спіральну та зондову техніку ближнього поля в мікрохвильовому діапазоні, призмові зв'язки, дефектно-індуковані структури, металеві та діелектричні наноантени.

Висновок

В даній роботі досліджено ряд дизайнів плазмонних анізотропних метаповерхонь на основі золотих нанодисків та золотих нанопластинок. Відновлено дисперсію тензору поверхневої провідності з коефіцієнту відбиття. Методом варіювання геометричних параметрів метаповерхонь та ступеню розтягування (анізотропії) досліджено спектральні позиції резонансів, спектральну ширину гіперболічного режиму та ефективність режиму каналювання. Для першого випадку, коли метаповерхня складається з нанодисків еліптичного перерізу, виявлено що спектральна ширина гіперболічного режиму та ефективність каналювання ГПП збільшуються лінійно та квадратично відповідно до збільшення фактору анізотропії та прямого масштабування нанодисків. Також було виявлено вплив підкладки, що підтверджує лінійну пропорційність гіперболічності до показника заломлення підкладки. Виведено універсальні емпіричні формул, які пов'язують усі дослідження і дозволяють знайти дизайн гіперболічної метаповерхні на основі еліптичних нанодисків із наперед заданими властивостями (спектральні положення та амплітуди резонансів, спектральна ширина гіперболічного режиму, ефективність плазмонного каналювання гіперболічних плазмон-поляритонів). Для другого випадку, коли метаповерхня складається з нанопластинок прямокутного перерізу, розглянуто поведінку властивостей при екстремальних випадках, а саме розтягування квадратної наночастинки до прямокутної наночастинки фактично ґратки. Визначено квадратичну залежність спектральної ширини для одного з резонансів від ступеня анізотропії, коли електричне поле орієнтоване вздовж напрямку розтягування. Це призводить до широкої спектральної смуги між

резонансами, що характеризує гіперболічний режим метаповерхні. Як можливе застосування, що підтверджує правомірність обговорених результатів, продемонстроване плазмонне каналювання в околі створеного резонансу плазмонної метаповерхні. Отримані результати можуть бути поширені на різні геометрії мета-атомів(наностовпчики, нанопіраміди), типи ґраток(гексагональні, трикутні) і матеріали (наприклад, срібло, алюміній). Ми вважаємо, що ці результати можуть бути використані дослідниками та інженерами-оптиками для ефективного проектування, конструювання та оптимізації плазмонних резонансів ГМ для широкого кола застосувань. Наші результати є значним внеском в інженерію резонансів і відкриває нові перспективи для подальших досліджень анізотропних 2D матеріалів і наноструктур.

[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] Kano, H., Mizuguchi, S., & Kawata, S. (1998). Excitation of surface-plasmon polaritons by a focused laser beam. *JOSA B*, 15(4), 1381-1386.

[4] Krenn, J. R., & Weeber, J. C. (2004). Surface plasmon polaritons in metal stripes and wires. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 362(1817), 739-756.

[5] Tetz, K. A., Rokitski, R., Nezhad, M., & Fainman, Y. (2005). Excitation and direct imaging of surface plasmon polariton modes in a two-dimensional grating. *Applied Physics Letters*, 86(11).

[6] Novotny L., Hecht B. Principles of nano-optics. – Cambridge university press, 2012.

- [7] 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. – T. 95. – №. 11. – C. 115444.
- [8] Wu, L., Chu, H. S., Koh, W. S., & Li, E. P. (2010). Highly sensitive graphene biosensors based on surface plasmon resonance. *Optics express*, 18(14), 14395-14400.
- [9] Andersen, D. R. (2010). Graphene-based long-wave infrared TM surface plasmon modulator. *JOSA B*, 27(4), 818-823.
- [10] Guo, Z., Jiang, H., & Chen, H. (2020). Hyperbolic metamaterials: From dispersion manipulation to applications. *Journal of Applied Physics*, 127(7).
- [11] Yermakov, O. Y., Ovcharenko, A. I., Song, M., Bogdanov, A. A., Iorsh, I. V., & Kivshar, Y. S. (2015). Hybrid waves localized at hyperbolic metasurfaces. *Physical Review B*, 91(23), 235423.
- [12] Gomez-Diaz, J. S., Tymchenko, M., & Alu, A. (2015). Hyperbolic plasmons and topological transitions over uniaxial metasurfaces. *Physical review letters*, 114(23), 233901.
- [13] Gomez-Diaz, J. S., & Alu, A. (2016). Flatland optics with hyperbolic metasurfaces. *ACS Photonics*, 3(12), 2211-2224.
- [14] Takayama, O., & Lavrinenko, A. V. (2019). Optics with hyperbolic materials. *JOSA B*, 36(8), F38-F48.
- [15] High, A. A., Devlin, R. C., Dibos, A., Polking, M., Wild, D. S., Perczel, J. & Park, H. (2015). Visible-frequency hyperbolic metasurface. *Nature*, 522(7555), 192-196.
- [16] Samusev, A., Mukhin, I., Malureanu, R., Takayama, O., Permyakov, D. V., Sinev, I. S. & Lavrinenko, A. V. (2017). Polarization-resolved characterization of plasmon waves supported by an anisotropic metasurface. *Optics Express*, 25(26), 32631-32639.
- [17] Kravets, V. G., Kabashin, A. V., Barnes, W. L., & Grigorenko, A. N. (2018).

Plasmonic surface lattice resonances: a review of properties and applications. *Chemical reviews*, 118(12), 5912-5951.

[18] Zayats, A. V., Smolyaninov, I. I., & Maradudin, A. A. (2005). Nano-optics of surface plasmon polaritons. *Physics reports*, 408(3-4), 131-314.

[19] Weeber, J. C., Krenn, J. R., Dereux, A., Lamprecht, B., Lacroute, Y., & Goudonnet, J. P. (2001). Near-field observation of surface plasmon polariton propagation on thin metal stripes. *Physical review B*, 64(4), 045411.

[20] Zayats, A. V., & Smolyaninov, I. I. (2003). Near-field photonics: surface plasmon polaritons and localized surface plasmons. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 5(4), S16.

[21] Krishnamoorthy, H. N., Jacob, Z., Narimanov, E., Kretzschmar, I., & Menon, V. M. (2012). Topological transitions in metamaterials. *Science*, 336(6078), 205-209.

[22] Poddubny, A., Iorsh, I., Belov, P., & Kivshar, Y. (2013). Hyperbolic metamaterials. *Nature photonics*, 7(12), 948-957.

[23] Girich, A., Ivzhenko, L., Hrinchenko, A., Tarapov, S., & Yermakov, O. (2022). Manipulation over surface waves in bilayer hyperbolic metasurfaces: topological transition and multidirectional canalization. *IEEE Microwave and Wireless Technology Letters*, 33(3), 367-370.

[24] Hassani Gangaraj, S. A., Hanson, G. W., Silveirinha, M. G., Shastri, K., Antezza, M., & Monticone, F. (2019). Unidirectional and diffractionless surface plasmon polaritons on three-dimensional nonreciprocal plasmonic platforms. *Physical Review B*, 99(24), 245414.

[25] Nemilentsau, A., Stauber, T., Gómez-Santos, G., Luskin, M., & Low, T. (2019). Switchable and unidirectional plasmonic beacons in hyperbolic two-dimensional materials. *Physical Review B*, 99(20), 201405.

[26] Hu, G., Krasnok, A., Mazon, Y., Qiu, C. W., & Alù, A. (2020). Moiré hyperbolic metasurfaces. *Nano letters*, 20(5), 3217-3224.

- [27] Hu, G., Ou, Q., Si, G., Wu, Y., Wu, J., Dai, Z., & Alù, A. (2020). Topological polaritons and photonic magic angles in twisted α -MoO₃ bilayers. *Nature*, 582(7811), 209-213.
- [28] Liang, Y., Koshelev, K., Zhang, F., Lin, H., Lin, S., Wu, J., & Kivshar, Y. (2020). Bound states in the continuum in anisotropic plasmonic metasurfaces. *Nano Letters*, 20(9), 6351-6356.
- [29] Liang, Y., Lin, H., Lin, S., Wu, J., Li, W., Meng, F., & Kivshar, Y. (2021). Hybrid anisotropic plasmonic metasurfaces with multiple resonances of focused light beams. *Nano Letters*, 21(20), 8917-8923.
- [30] Kotov, O. V., & Lozovik, Y. E. (2017). Enhanced optical activity in hyperbolic metasurfaces. *Physical Review B*, 96(23), 235403.
- [31] Palermo, G., Sreekanth, K. V., Maccaferri, N., Lio, G. E., Nicoletta, G., De Angelis, F., & Strangi, G. (2020). Hyperbolic dispersion metasurfaces for molecular biosensing. *Nanophotonics*, 10(1), 295-314.
- [32] Correas-Serrano, D., Alù, A., & Gomez-Diaz, J. S. (2017). Plasmon canalization and tunneling over anisotropic metasurfaces. *Physical Review B*, 96(7), 075436.
- [33] Hrinchenko, A., & Yermakov, O. (2023). Designing optical hyperbolic metasurfaces based on gold nanodisks. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 56(46), 465105.
- [34] Yakubovsky, D. I., Arsenin, A. V., Stebunov, Y. V., Fedyanin, D. Y., & Volkov, V. S. (2017). Optical constants and structural properties of thin gold films. *Optics express*, 25(21), 25574-25587.

