

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА

(повне найменування вищого навчального закладу)

ІНІ «ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ»

(назва факультету)

КАФЕДРА ФІЗИКИ ЯДРА ТА ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ ІМЕНІ О.І. АХІСЗЕРА

(повна назва кафедри)

Пояснювальна записка

до дипломного проекту (роботи)

БАКАЛАВРА

(освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему

укр. «Гіперболічні обертально-асиметричні метаповерхні: динаміка оптичного спіну та плазмонне каналювання»

англ. «Hyperbolic shear metasurfaces: spin-directional coupling and plasmon canalization»

Виконала: студентка 4 курсу, група ТЯ-41

Спеціальність: 105 «Прикладна фізика та наноматеріали»

Освітня програма: Прикладна фізика

Батянова В.В.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Керівник: к.ф.-м.н., Леонов О.С.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Консультант: асистент Єрмаков О.Є.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Рецензент: PhD, доцент Овчаренко А. І.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

АНОТАЦІЯ

Мініатюризація та планаризація сучасних оптичних та оптоелектронних пристроїв потребують гнучкого керування над високолокалізованим електромагнітним полем. Незважаючи на досягнутий прогрес у контролі групової та фазової швидкостей локалізованого світла, його напрямленістю та поляризаційними властивостями досі складно керувати.

У цій роботі розглядаються обертально-асиметричні гіперболічні метаповерхні — клас екстремально анізотропних двовимірних систем, які надають унікальні можливості для керування поверхневими електромагнітними хвилями. Показано, що такі метаповерхні надають більше можливостей для управління напрямком поширення та спіновим кутовим моментом світла, перевершуючи інші двовимірні анізотропні системи. Покращене управління цими характеристиками дозволяє охопити більший діапазон поляризаційних станів та просторових спінових конфігурацій.

Окрім можливості керування спіном, обертально-асиметричні гіперболічні метаповерхні також підтримують режими каналювання, що забезпечує високонапрявлене бездифракційне поширення локалізованого світла. Це поєднання властивостей робить їх перспективною платформою для фотонних та опто-спінтронних пристроїв нового покоління.

ABSTRACT

The miniaturization and flattening of modern optical and opto-electronic devices demand tunable control over highly localized electromagnetic field. Despite the progress in the control of group and phase velocities of localized light, its directivity and polarization properties are still difficult to manage.

In this work, we consider shear hyperbolic metasurfaces — a class of extremely anisotropic two-dimensional systems – that offer unique capabilities for the manipulation of surface electromagnetic waves. We show that shear hyperbolic metasurfaces provide more functional control over the directivity of wave propagation and the spin angular momentum of light outperforming other two-dimensional anisotropic systems. The improved tunability allows access to a wider range of polarization states and spin-directional configurations.

In addition to spin control properties, shear hyperbolic metasurfaces also support canalization regimes, enabling highly directional diffractionless propagation of localized light. This dual functionality makes them a promising platform for next-generation photonic and opto-spintronic devices.

ЗМІСТ

ВСТУП	5
РОЗДІЛ 1. ПОВЕРХНЕВІ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНИ.....	7
1.1 Поверхневий плазмон-поляритон на межі розділу двох середовищ...	7
1.2 Вплив втрат.....	10
1.3 Поверхневий плазмон-поляритон на метаповерхнях.....	12
1.4 Ізочастотні контури.....	17
РОЗДІЛ 2. ОБЕРТАЛЬНО-АСИМЕТРИЧНІ МЕТАПОВЕРХНІ.....	19
2.1 Структура обертально-асиметричної метаповерхні	19
2.2 Формування обертально-асиметричних плазмонів-поляритонів	21
2.3 Каналювання випромінювання.....	25
РОЗДІЛ 3. ДИНАМІКА ОПТИЧНОГО СПІНУ ГІПЕРБОЛІЧНИХ ОБЕРТАЛЬНО-АСИМЕТРИЧНИХ ПЛАЗМОНІВ	27
3.1 Спіновий кутовий момент	27
3.2 Спіновий кутовий момент в ізотропному середовищі	30
3.2 Спіновий кутовий момент обертально-асиметричних плазмонів- поляритонів	32
ВИСНОВКИ.....	35
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	38

ВСТУП

Одним із найперспективніших носіїв сильно локалізованих електромагнітних полів є поверхневий плазмон-поляритон (ППП) — тип електромагнітної хвилі, що поширюється вздовж межі поділу двох матеріалів і переносить енергію в безпосередній близькості до цієї межі з експоненціальним затуханням інтенсивності в поперечному напрямку [1]. Ще більший науковий інтерес викликають поверхневі хвилі, що поширюються вздовж двовимірних (2D) матеріалів і структур, зокрема тих, що демонструють анізотропні властивості.

Одним із засобів контролю поверхневих хвиль стали метаповерхні — двовимірні аналоги метаматеріалів, які складаються з періодичних субхвильових елементів, так званих мета-атомів [2;3]. Завдяки своїй мікро- або наноструктурі, метаповерхні дозволяють точно керувати напрямом, фазою, амплітудою та поляризацією світла, відкриваючи нові можливості для побудови компактних, інтегрованих оптичних пристроїв.

У той же час традиційні ППП зазнають аксіального розходження, втрачаючи значну частину енергії вже на відстанях, порівнянних з довжиною хвилі. Незважаючи на прогрес у контролі дисперсії та напрямку випромінювання, досягнення ефективної маршрутизації хвиль на площині залишається складним завданням. Одним зі способів подолання цієї проблеми є режим каналювання (plasmon canalization), який передбачає бездифракційне й високонправлене перенесення енергії з мінімальними втратами. Каналювання було реалізовано в таких системах, як фотонні кристали, дротові середовища та середовища з ефективною нульовою діелектричною проникністю, а нещодавно — і в анізотропних 2D-метаповерхнях [4].

У цій роботі будуть розглядатися обертально-асиметричні гіперболічні метаповерхні (shear hyperbolic metasurfaces) [5]. Вони складаються з двох ортогональних наборів субхвильових дипольних резонаторів: один орієнтований уздовж головної осі (зазвичай осі x), а інший повернутий на регульований кут θ , що дозволяє досягати режиму каналювання. Детальніше

ці структури буде розглянуто в другому розділі.

Окрім того, на субхвильових масштабах важливу роль починає відігравати спіно-орбітальна взаємодія світла — сукупність явищ, у яких спіно-фотонів впливає на просторові характеристики поширення хвиль. Традиційна геометрична оптика нехтує такими ефектами, проте на наномасштабах у фотоніці та плазмоніці ці взаємодії стають визначальними [6]. Вони забезпечують глибше фізичне розуміння поведінки поляризованого світла та відкривають шлях до нового класу оптичних ефектів, таких як *spin-momentum locking* — явище, при якому напрямок поширення хвилі однозначно пов'язаний з напрямом спіну світла [7]. Детальніше це буде розглянуто у третьому розділі.

Буде продемонстровано, що обертально-асиметричні метаповерхні дають змогу реалізувати ефективну, високоняправлену передачу енергії, а також забезпечують значно покращений контроль над напрямком поширення та орієнтацією спіну світла порівняно з іншими 2D-анізотропними системами.

РОЗДІЛ 1. ПОВЕРХНЕВІ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНИ

1.1 Поверхневий плазмон-поляритон на межі розділу двох середовищ

Припустимо, що електричне та магнітне поля мають гармонічну часову залежність наступного вигляду:

$$\begin{cases} \mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)e^{i(kr-\omega t)} \\ \mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)e^{i(kr-\omega t)} \end{cases} \quad (1.1)$$

Виберемо систему координат так, щоб хвилі розповсюджувалися у площині OXZ , тобто хвильовий вектор має вигляд:

$$\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z) \quad (1.2)$$

Далі запишемо систему рівнянь Максвелла для векторів електричного та магнітного полів за відсутності вільних струмів та зарядів:

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (1.3)$$

Для спрощення аналізу, надалі розглядатимемо немагнітні середовища, тобто $\mu = 1$. З урахуванням залежності від часу отримаємо:

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = ik_0 \mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} = -ik_0 \varepsilon \mathbf{E} \end{cases} \quad (1.4)$$

Розкладаючи ці два векторні рівняння на складові, отримуємо шість скалярних рівнянь, які можна поділити на дві групи. Перша група об'єднує рівняння, що містять лише компоненти E_x, E_z, H_y , і відповідає ТМ-поляризації (Transverse Magnetic), за якої магнітне поле є перпендикулярним до площини поширення. Друга група включає рівняння з компонентами H_x, H_z, E_y і описує ТЕ-поляризацію (Transverse Electric), за якої електричне поле є перпендикулярним до площини поширення. В результаті, маємо дві системи рівнянь:

$$\begin{cases} ik_z E_x - ik_x E_z = ik_0 H_y \\ ik_z H_y = ik_0 \varepsilon E_x \\ -ik_x H_y = ik_0 \varepsilon E_z \end{cases} \quad (1.5)$$

$$\begin{cases} -ik_z E_y = ik_0 H_x \\ ik_x E_y = ik_0 H_z \\ ik_z H_x - ik_x H_z = -ik_0 \varepsilon E_y \end{cases} \quad (1.6)$$

З обох систем рівнянь можна вивести загальне дисперсійне співвідношення для хвильового вектора:

$$k_x^2 + k_z^2 = \varepsilon k_0^2 = |\mathbf{k}^2| \quad (1.7)$$

У випадку немагнітного середовища розв'язок для (1.5) та (1.6) існує тільки для ТМ-поляризації. Для ТЕ-поляризації виникає лише тривіальне рішення, тобто в такому випадку розповсюдження ППП у ТЕ-поляризації не є можливим [8].

Розглянемо детальніше ТМ-поляризовану поверхневу хвилю, яка виникає на межі метал-діелектрик. Для цього розглянемо плоску межу розділу між металом та діелектриком (Рис. 1.1).

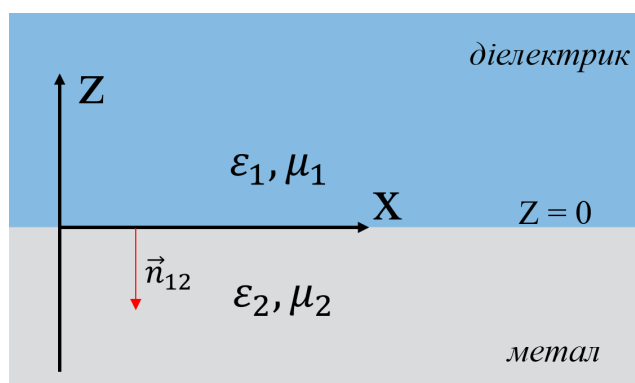


Рис. 1.1 Геометрія для поширення ППП на одній межі між металом і діелектриком. Тут $n_{12} = (0, 0, -1)$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 < 0$.

Електричні та магнітні поля, які задовольнятимуть системі (1.5), приймають наступний вигляд:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_1 = (ik_1, 0, -k_x)A_1 \\ \mathbf{E}_2 = (-ik_2, 0, -k_x)A_2 \\ \mathbf{H}_1 = (0, k_0 \varepsilon_1, 0)A_1 \\ \mathbf{H}_2 = (0, k_0 \varepsilon_2, 0)A_2 \end{cases} \quad (1.8)$$

Тут $\varepsilon_{1,2}$ — діелектричні проникності верхнього та нижнього півпростору, $A_{1,2}$ — деякі комплексні амплітуди. Ми шукаємо такі хвилі, що поширюються вздовж межі і експоненційно затухають у напрямку,

перпендикулярному до неї. Таким чином, компонента k_z повинна бути уявною: $k_{1z} = ik_1, k_{2z} = -ik_2$. При цьому, параметр κ є дійсним та додатним.

Далі запишемо умови неперервності тангенціальних компонент електромагнітного поля:

$$\begin{cases} H_{1y} = H_{2y} \Rightarrow \varepsilon_1 A_1 = \varepsilon_2 A_2 \\ E_{1x} = E_{2x} \Rightarrow \kappa_1 A_1 = -\kappa_2 A_2 \end{cases} \quad (1.9)$$

Звідси випливає важливе співвідношення:

$$\frac{\kappa_1}{\varepsilon_1} = -\frac{\kappa_2}{\varepsilon_2} \quad (1.10)$$

Ця умова виконується лише якщо діелектричні проникності двох матеріалів мають протилежний знак (тобто $\text{sgn}(\varepsilon_1) = -\text{sgn}(\varepsilon_2)$), оскільки ми визначили κ як дійсне та додатне. Таким чином, існування поверхневих плазмонів є можливим лише на межі розділу між металом ($\varepsilon < 0$) і діелектричним середовищем ($\varepsilon > 0$).

Можна переписати рівняння (1.7) у вигляді:

$$\kappa_{12} = \sqrt{k_x^2 - \varepsilon_{12} k_0^2} \quad (1.11)$$

Тоді, з урахуванням (1.10) можна отримати дисперсійне рівняння для ППП, що поширюється на межі розділу між двома півпросторами:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} \quad (1.12)$$

1.2 Вплив втрат

Розглянемо найпростіший випадок з $\varepsilon_d = 1$, а проникність металу візьмемо згідно із спрощеною моделлю Друде, що описує електропровідність металів як результат руху вільних електронів, які не відчувають відновлювальної сили (тобто не зв'язані з атомами), але піддаються зіткненням [9;10]:

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2}, \quad (1.13)$$

де Ω_p — плазмова частота. В такому випадку дисперсійне рівняння набуває вигляду:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\Omega_p^2 - \omega^2}{\Omega_p^2 - 2\omega^2}} \quad (1.14)$$

Розглянемо граничні випадки:

$$1) \omega \ll \Omega_p \Rightarrow \varepsilon_m = -\infty \Rightarrow k_x = k_0$$

$$2) \omega = \frac{\Omega_p}{\sqrt{2}} \Rightarrow \varepsilon_m = -1 \Rightarrow k_x = \infty$$

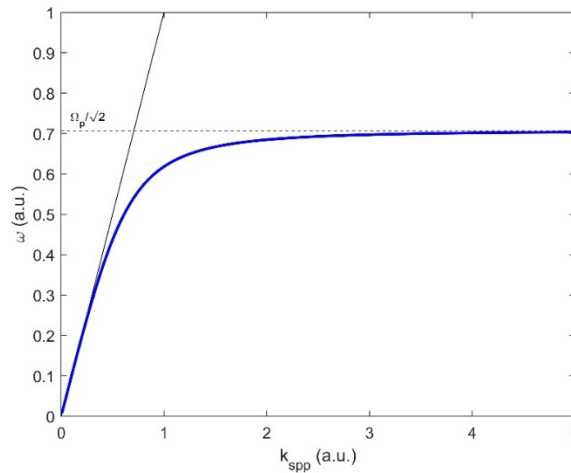


Рис. 1.2 Поведінка частоти залежно від k_x у безрозмірних одиницях. Видно, що при великих k_x частота асимптотично прямує до $\Omega_p/\sqrt{2}$. Тут $\Omega_p = 1$, $\varepsilon_d = 1$. Чорна лінія — світлова лінія, що відповідає розповсюдженні в однорідному середовищі.

Коли ППП поширюється вздовж поверхні, він втрачає енергію через поглинання в металі. В області великих k_x групова швидкість світла $\frac{\partial \omega}{\partial k} \rightarrow 0$, тобто світло сильно уповільнюється і стає сильно локалізованим. Це відповідає явищу «уповільненого світла» (slow light) [11]. Відповідну ступінь локалізації такого світла можуть описати деякі параметри.

Довжина розповсюдження (decay length) — відстань, на якій інтенсивність поля вздовж вісі x затухає в e раз. За поглинання відповідає уявна частина k , тобто його можна представити у вигляді

$$k_x = k_x' + ik_x'' \quad (1.15)$$

Інтенсивність поля має вигляд:

$$I \sim |E^2| \sim e^{2ik_x'x} e^{-2k_x''z} \quad (1.16)$$

Звідси можна визначити довжину розповсюдження:

$$L = \frac{1}{2k_x''} = \frac{1}{2\text{Im}(k_x)} \quad (1.17)$$

Глибина проникнення (skin depth) — відстань, на якій інтенсивність поля вздовж вісі z затухає в e раз:

$$z_0 = \frac{1}{2\kappa} \quad (1.18)$$

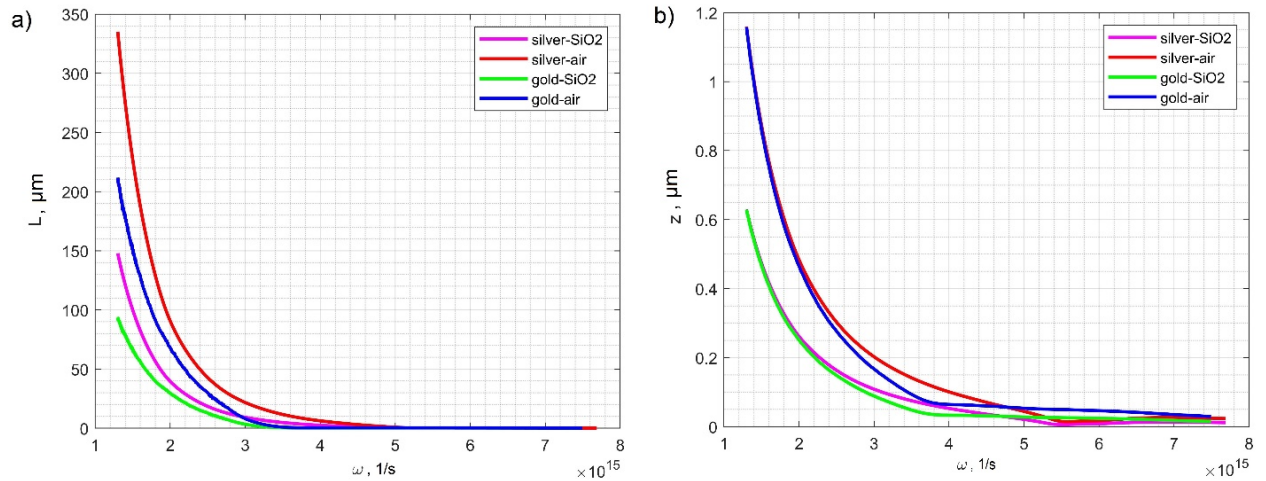


Рис. 1.3 Залежність довжини розповсюдження $L(\omega)$ (а) та глибини проникнення $z(\omega)$ (б) на межі метал–діелектрик. Розраховано за формулами (1.17), (1.18) для $\epsilon_{\text{повітря}} = 1$, $\epsilon_{\text{SiO}_2} = 1.5$. Експериментальні дані про діелектричну проникність золота та срібла взяті з [12;13].

1.3 Поверхневий плазмон-поляритон на метаповерхнях

Тепер будемо розглядати ситуацію, в якій на межі між півпросторами знаходиться провідний шар, який характеризується ефективною електропровідністю $\hat{\sigma}$. Наприклад, таку ситуацію можна створити, розмістивши на межі розподілу середовищ метаповерхню (Рис. 1.4).

Анізотропний тензор поверхневої провідності такої метаповерхні завжди можна діагоналізувати і представити у вигляді

$$\hat{\sigma}_0 = \begin{pmatrix} \sigma_{\parallel} & 0 \\ 0 & \sigma_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (1.19)$$

де $\sigma_{\parallel}, \sigma_{\perp}$ — провідності вздовж x та y відповідно.

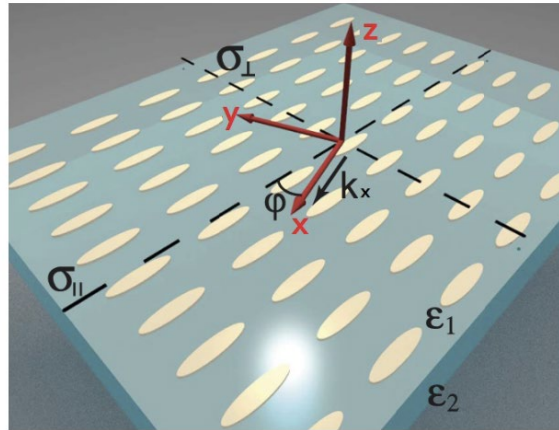


Рис. 1.4 Геометрія задачі. Верхній ($z > 0$) півпростір з ε_1 та нижній ($z < 0$) півпростір з ε_2 розділені анізотропним провідним шаром (метаповерхнею). Головні осі тензора провідності показані штрихованою лінією. Азимутальний кут φ визначає напрямок розповсюдження хвилі [14].

Для отримання виразу для поверхневої провідності в довільній системі відліку доцільно ввести координатну систему, узгоджену з напрямком поширення хвилі. Ця система базується на одиничних векторах, один з яких є паралельним, а інший — перпендикулярним до хвильового вектора. Припускаючи, що хвильовий вектор утворює кут φ відносно осі x , у цій системі відліку тензор поверхневої провідності визначається шляхом застосування перетворення повороту $\hat{\sigma}(\varphi) = \hat{R}(\varphi)\hat{\sigma}_0\hat{R}^{-1}(\varphi)$, де $\hat{R}(\varphi)$ — це матриця повороту відносно осі x на кут φ .

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yx} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi \\ \sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{\parallel} & 0 \\ 0 & \sigma_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi \\ \sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

При цьому результуючі компоненти тензора виглядають наступним чином:

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \sigma_{\perp} \cos^2 \varphi + \sigma_{\parallel} \sin^2 \varphi \\ \sigma_{yy} = \sigma_{\parallel} \cos^2 \varphi + \sigma_{\perp} \sin^2 \varphi \\ \sigma_{xy} = \sigma_{yx} = (\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}) \cos \varphi \sin \varphi \end{cases} \quad (1.21)$$

Коли $\varphi = 0$, тензор приймає вигляд (1.19), а коли $\varphi = 90^\circ$, тензор знову стає діагональним, але із зміненням положенням діагональних власних значень.

Для нашої моделі провідності зручно задавати, застосовуючи модель Друде-Лоренца. Така модель поєднує модель вільних електронів Друде з моделлю Лоренца, яка враховує коливання зв'язаних електронів. У цій моделі електрон діє як гармонічний осцилятор з власною резонансною частотою та затуханням [9;10].

$$\sigma_j(\omega) = \frac{iA_j\omega^2}{\omega^2 - \Omega_j^2 + i\omega\gamma}, \quad (1.22) \text{де } j \text{ — номер резонансу, } A_j \text{ —}$$

амплітуда резонансу на нескінченній частоті, ω — робоча частота, Ω_j — резонансні частоти, γ — показник затухання, що дорівнює ширині резонансу на піввисоті максимуму [9]. Приклад дисперсії провідностей вздовж головних осей метаповерхні наведено на Рис. 1.5.

Наступний крок — отримати рівняння дисперсії для TE та TM мод. Розпишемо всі компоненти магнітного та електричного полів для обох середовищ:

$$\begin{cases} \mathbf{H}_1 = TM_1(0, H_y, 0) + TE_1(H_x, 0, H_z) = (-i\kappa_1 TE_1, \varepsilon_1 k_0 TM_1, k_x TE_1) \\ \mathbf{H}_2 = TM_2(0, H_y, 0) + TE_2(H_x, 0, H_z) = (i\kappa_2 TE_2, \varepsilon_2 k_0 TM_2, k_x TE_2) \\ \mathbf{E}_1 = TM_1(E_x, 0, E_z) + TE_1(0, E_y, 0) = (-i\kappa_1 TM_1, k_0 TE_1, -k_x TM_1) \\ \mathbf{E}_2 = TM_2(E_x, 0, E_z) + TE_2(0, E_y, 0) = (-i\kappa_2 TM_2, k_0 TE_2, -k_x TM_2) \end{cases} \quad (1.23)$$

Тут TE_{12}, TM_{12} — комплексні амплітуди, що описують відповідні поляризації у верхньому та нижньому середовищах.

Тепер використаємо граничні умови для тангенційних компонент електричного та магнітного полів з урахуванням провідного шару:

$$\begin{cases} E_{2y} - E_{1y} = 0 \\ E_{1x} - E_{2x} = 0 \\ H_{2y} - H_{1y} = \sigma_{xx} E_{x1} + \sigma_{xy} E_{y1} \\ H_{1x} - H_{2x} = \sigma_{yx} E_{x1} + \sigma_{\parallel} E_{y1} \end{cases} \quad (1.24)$$

Поєднуючи поля та граничні умови:

$$\begin{cases} TE_2 k_0 - TE_1 k_0 = 0 \\ TM_2 i \kappa_2 + TM_1 i \kappa_1 = 0 \\ TM_2 \varepsilon_2 k_0 - TM_1 \varepsilon_1 k_0 = TM_1 \sigma_{xx} i \kappa_1 + TE_1 \sigma_{xy} k_0 \\ -TE_2 i \kappa_2 - TE_1 i \kappa_1 = TM_1 \sigma_{yx} i \kappa_1 + TE_1 \sigma_{yy} k_0 \end{cases} \quad (1.25)$$

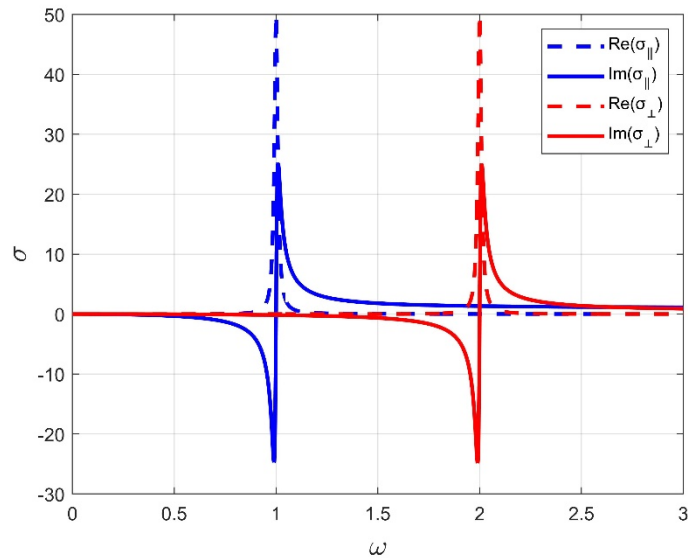


Рис. 1.5 Дисперсія дійсної (пунктирні лінії) та уявної (суцільні лінії) частин поверхневої провідності для резонансної ізотропної метаповерхні в безрозмірних одиницях. Тут $\sigma_{||}$ — провідність вздовж x , σ_{\perp} — провідність вздовж y . $\Omega_{||} = 1, \Omega_{\perp} = 2\Omega_{||}, A_1 = 2A_2 = 1, \gamma = 0.02\Omega_1$. Реальна частина провідності описується лоренцівською функцією (лоренціаною), яка має характерний максимум при резонансній частоті.

Така система матиме розв’язок, якщо її визначник дорівнюватиме нулю:

$$\begin{vmatrix} -k_0 & k_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & ik_2 & ik_1 \\ -\sigma_{xy}k_0 & 0 & -\varepsilon_1 k_0 - \sigma_{xx}ik_1 & \varepsilon_2 k_0 \\ -ik_1 - \sigma_{yy}k_0 & -ik_2 & -\sigma_{yx}ik_1 & 0 \end{vmatrix} = 0 \quad (1.26)$$

Розкривши визначник та спростивши вираз, отримаємо наступне дисперсійне рівняння:

$$\left(\frac{\kappa_1}{k_0} + \frac{\kappa_2}{k_0} - i\sigma_{yy}\right) \left(\frac{\varepsilon_1 k_0}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon_2 k_0}{\kappa_2} + i\sigma_{xx}\right) = \sigma_{xy}\sigma_{yx} \quad (1.27)$$

Перший та другий множники у лівій частині рівняння відповідають дисперсійним законам для поверхневих хвиль з чистою ТЕ- та ТМ-поляризацією відповідно. Права частина рівняння містить доданок, пов’язаний з анізотропією провідності метаповерхні, Якщо електромагнітна хвиля поширюється вздовж однієї з головних осей (кут $\varphi = n\pi/2$, n — ціле число),

цей доданок дорівнює нулю, і існують лише звичайні ТМ- або ТЕ-плазмони. Проте, у випадку анізотропії (тобто, при $\varphi \neq n\pi/2$) спектр представляє собою набір гібридних поверхневих хвиль зі змішаною ТЕ-ТМ поляризацією. Попри гібридизацію, кожна мода характеризується переважанням однієї з поляризацій, тому такі моди називають квазі-ТМ та квазі-ТЕ поверхневими плазмонами [15;16].

Тепер, маючи загальне дисперсійне ППП на метаповерхнях, розглянемо окремі випадки.

У випадку ізотропної метаповерхні, розміщеної в однорідному середовищі, виконуються умови $\sigma_{\parallel} = \sigma_{\perp} = \sigma_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$, $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$. Тоді вирази для ТЕ- та ТМ-мод мають простий вигляд:

$$\begin{cases} \kappa^{TE} = \frac{ik_0\sigma_0}{2} \\ \kappa^{TM} = \frac{2i\varepsilon k_0}{\sigma_0} \end{cases} \quad (1.28)$$

В ізотропному випадку графіки дисперсій ТЕ- та ТМ-мод не залежать від напрямку розповсюдження (Рис.1.6).

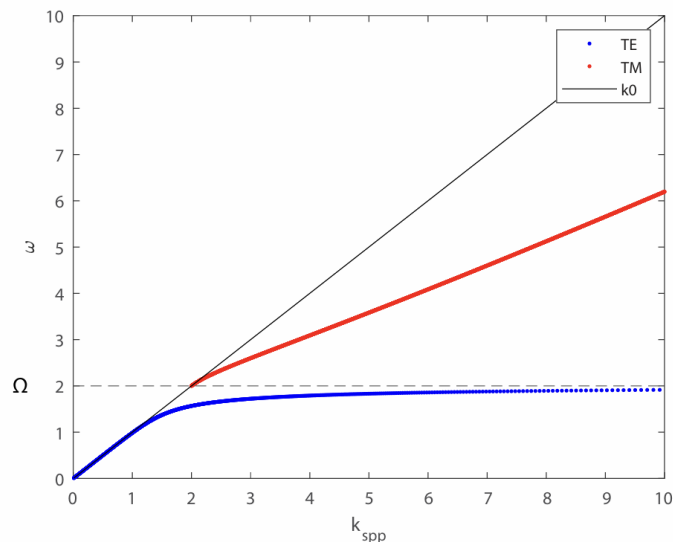


Рис. 1.6 Дисперсія ТЕ і ТМ мод ППП, що поширюється вздовж метаповерхні в ізотропному випадку. Чорна лінія відповідає світловій лінії у вакуумі. Тут $\Omega_{\parallel} = \Omega_{\perp} = \Omega = 2$, $A = 1$, $\gamma = 0.05\Omega_{\parallel}$.

Для анізотропної метаповерхні в однорідному середовищі враховуються всі компоненти тензора провідності $\hat{\sigma}$, при тих самих умовах на діелектричну проникність і параметр затухання: $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$, $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$.

$$\left(\frac{2\kappa}{k_0} - i\sigma_{yy}\right)\left(\frac{2\varepsilon k_0}{\kappa} + i\sigma_{xx}\right) = \sigma_{xy}\sigma_{yx} \quad (1.29)$$

В цьому випадку отримаємо квадратне рівняння, яке можна розв'язати аналітично. Розв'язками є:

$$\kappa^{TM,TE} = k_0 \frac{\sqrt{\zeta \pm \sqrt{\zeta^2 - \sigma_{xx}\sigma_{yy}}}}{-i\sigma_{xx}}, \quad (1.30)$$

$$\text{де } \zeta = \sqrt{\varepsilon} + \frac{1}{4}\sqrt{\frac{1}{\varepsilon} \det \hat{\sigma}}$$

З урахуванням (1.11):

$$k_x^{TM,TE} = \sqrt{\kappa_{TM,TE}^2 - \varepsilon k_0^2} \quad (1.31)$$

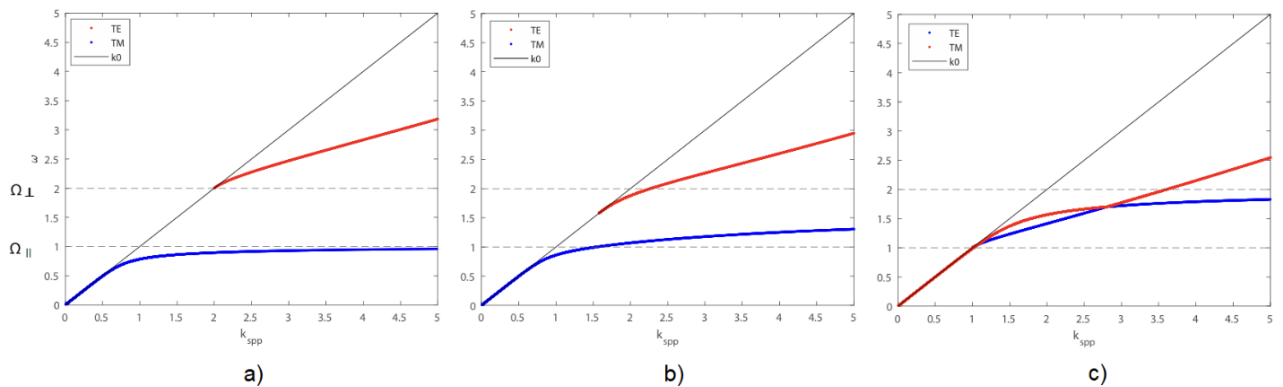


Рис. 1.7 Дисперсія ТЕ і ТМ мод ППП, що поширюється вздовж метаповерхні в анізотропному випадку: (а) $\varphi = 0$, (б) $\varphi = \frac{\pi}{4}$, (с) $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Чорна лінія відповідає світловій лінії у вакуумі. Тут $\Omega_{\parallel} = 1$, $\Omega_{\perp} = 2$, $A = 1$, $\gamma = 0.05\Omega_{\parallel}$.

1.4 Ізочастотні контури

Розв'язуючи рівняння дисперсії ППП відносно компонент хвильового вектора, можна побудувати ізочастотні контури. Ізочастотний контур — це крива у просторі хвильових векторів, яка показує (за фіксованої частоти випромінювання) можливі напрямки розповсюдження поверхневої хвилі.

На Рис. 1.8 представлено розподіл електричного поля поверхневих плазмонів при їх збудженні диполем, орієнтованим уздовж осі z і розташованим над метаповерхнями, які підтримують ППП із різними канонічними топологіями. Такі топології дозволяють класифікувати метаповерхні відповідно до знаків компонент тензора їх поверхневої провідності [17].

На Рис. 1.8 (а) зображено ізотропну еліптичну топологію, для якої збуджені ТМ-поверхневі плазмони поширюються вздовж площини однаково в усіх напрямках. Така топологія виникає у випадку, коли знаки уявних частин компонент тензора провідності однакові, тобто $\text{sgn}(\text{Im}[\sigma_{xx}]) = \text{sgn}(\text{Im}[\sigma_{yy}])$. У такій ситуації метаповерхня може підтримувати або квазі-ТМ (індуктивний режим, $\text{Im}[\sigma_{xx}] > 0$, $\text{Im}[\sigma_{yy}] > 0$), або квазі-ТЕ (ємнісний режим, $\text{Im}[\sigma_{xx}] < 0$, $\text{Im}[\sigma_{yy}] < 0$) плазмонні моди. При цьому чисто ТМ або ТЕ поляризація спостерігається лише в ізотропному випадку, коли компоненти провідності рівні: $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$.

На Рис. 1.8 (b) та (c) показано метаповерхні з гіперболічною топологією, які підтримують квазі-ТМ ППП. Така топологія виникає, коли поверхня проявляє діелектричні властивості (ємнісна поведінка, $\text{Im}[\sigma] < 0$) в одному напрямку і металеві властивості (індуктивна поведінка, $\text{Im}[\sigma] > 0$) в ортогональному напрямку, тобто за умови $\text{sgn}(\text{Im}[\sigma_{xx}]) \neq \text{sgn}(\text{Im}[\sigma_{yy}])$ [18].

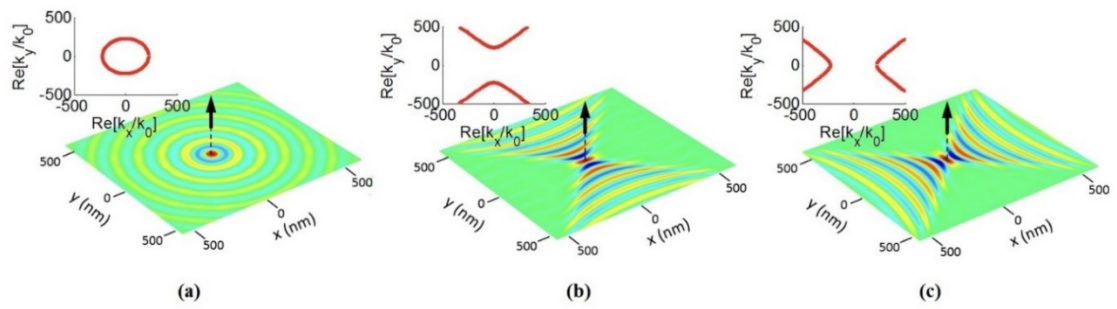


Рис. 1.8 Розподіл електричного поля та відповідні ізочастотні контури. Кольорові графіки показують розподіл z -компоненти електричного поля, що збуджується z -спрямованим диполем (чорна стрілка), який розміщений у 25 нм над поверхнею. Червоні криві демонструють ізочастотні контури для кожної з топологій метаповерхні: (a) Еліптична ізотропна метаповерхня, $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = 0.05 + 23.5i \mu S$, (b) Гіперболічна метаповерхня, $\sigma_{xx} = 0.05 - 23.5i \mu S$, $\sigma_{yy} = 0.05 + 23.5i \mu S$, (c) Гіперболічна метаповерхня, $\sigma_{xx} = 0.05 + 23.5i \mu S$, $\sigma_{yy} = 0.05 - 23.5i \mu S$ [17].

РОЗДІЛ 2. ОБЕРТАЛЬНО-АСИМЕТРИЧНІ МЕТАПОВЕРХНІ

2.1 Структура обертально-асиметричної метаповерхні

Такий вид метаповерхні був вперше розглянутий у [5]. В цьому розділі ми переважно повторимо та перевіримо результати, отримані у даній роботі. В оригінальній термінології дані метаповерхні мають назву Shear («зсувні»), але ми будемо використовувати термін «обертально-асиметричні», адже як буде показано, використання таких поверхонь призводить до повороту ізочастотних контурів, а також до наявності певної асиметрії, пов'язаної із затуханням.

Ми розглядаємо нескінченно тонку метаповерхню в повітрі, розташовану у площині $z = 0$ і структуровану мета-атомами, що складаються з двох дипольних резонаторів R_1 та R_2 . Резонатори R_1 спрямовані вздовж осі x , тоді як резонатори R_2 орієнтовані під кутом θ , який можна довільно контролювати (Рис. 2.1). Властивості такої метаповерхні визначаються тензором ефективної поверхневої електропровідності $\hat{\sigma}$, який визначається наступним чином:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma} &= \sigma_1 \hat{x} \otimes \hat{x} + \sigma_2 \hat{R}(\theta) \hat{x} \otimes \hat{x} \hat{R}^{-1}(\theta) \begin{pmatrix} \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \sigma_1 + \sigma_2 \cos^2\theta & \sigma_2 \sin\theta \cos\theta \\ \sigma_2 \sin\theta \cos\theta & \sigma_2 \sin^2\theta \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

де $\hat{x} \otimes \hat{x}$ — тензор проєкції на напрямок x , $\sigma_{1,2}$ — частотно-залежні провідності, орієнтовані вздовж та під кутом θ до осі x відповідно, $\hat{R}(\theta)$ — матриця повороту на кут θ відносно осі x . Вигляд експериментально отриманих $\sigma_{1,2}$, які в подальшому будемо використовувати для описання властивостей такої метаповерхні, представлений на Рис. 2.2.

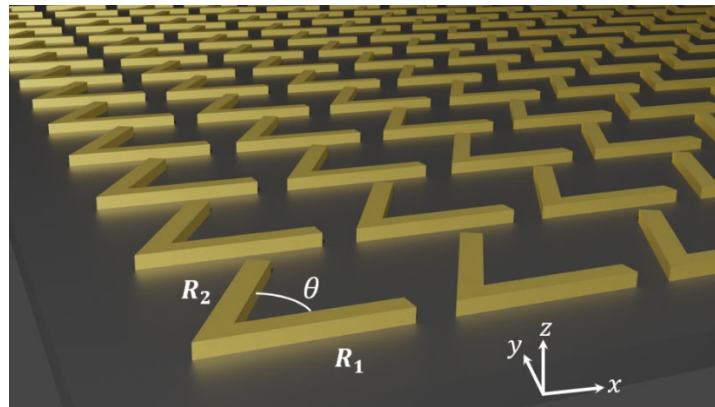


Рис. 2.1 Графічна інтерпретація обертально-асиметричної метаповерхні. Провідності резонаторів R_1 та R_2 є залежними від частоти, кут θ є змінним параметром.

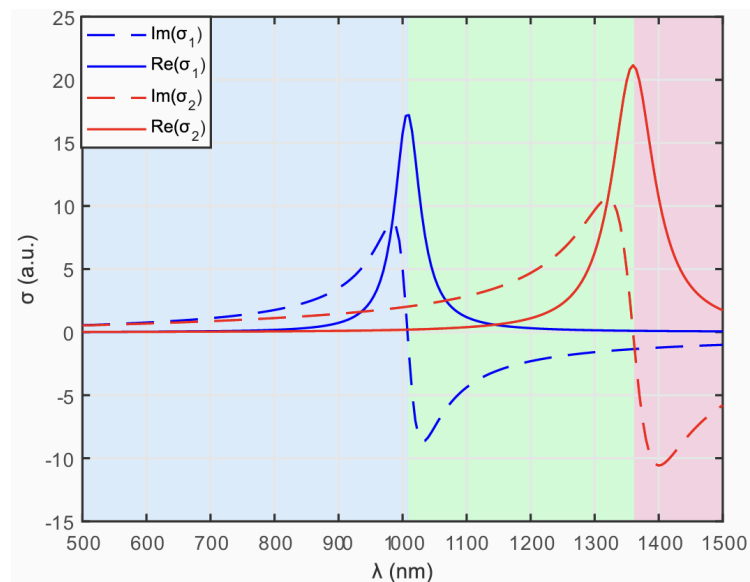


Рис. 2.2 Залежності дійсної (пунктирні лінії) та уявної (суцільні лінії) частин ефективної поверхневої провідності від довжини хвилі. Розглядаються золоті наночастинки висотою $h = 20$ нм з прямокутним поперечним перерізом ($a_x = a\eta$, $a_y = a/\eta$, $a = 150$ нм), які формують квадратний масив з періодом $p = 300$ нм на підкладці з кремнію з показником заломлення $n_s = 1.45$. Синя крива — $\sigma_1(\lambda)$ при $\eta = 1.4$, червона крива — $\sigma_2(\lambda)$ при $\eta = 1.8$. Блакитна, зелена та рожева зони відповідають індуктивному ($\text{Im}[\sigma_1] > 0$, $\text{Im}[\sigma_2] > 0$), гіперболічному ($\text{Im}[\sigma_1] < 0$, $\text{Im}[\sigma_2] > 0$) та ємнісному ($\text{Im}[\sigma_1] < 0$, $\text{Im}[\sigma_2] < 0$) режимам, відповідно [19].

2.2 Формування обертально-асиметричних плазмонів-поляритонів

Розглянемо хвилю, що розповсюджується у довільному напрямку:

$$\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z) \quad (2.2)$$

Тоді скалярні рівняння Максвелла мають наступний вигляд:

$$\begin{cases} k_y E_z - k_z E_y = k_0 H_x \\ k_z E_x - k_x E_z = k_0 H_y \\ k_x E_y - k_y E_x = k_0 H_z \\ k_y H_z - k_z H_x = -k_0 \varepsilon E_x \\ k_x H_y - k_y H_x = -k_0 \varepsilon E_y \\ k_x H_y - k_y H_x = -k_0 \varepsilon E_z \end{cases} \quad (2.3)$$

Поля, що задовільняють такій системі:

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \left[-\frac{k_z}{k_0} P, \frac{k_z}{k_0} S, \left(\frac{k_x}{k_0} P - \frac{k_y}{k_0} S \right) \right] e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \\ \mathbf{H} = \left[\left(\frac{k_x k_y}{k_0^2} P + \frac{k_x^2 - \varepsilon k_0^2}{k_0^2} S \right), \left(\frac{k_y^2 - \varepsilon k_0^2}{k_0^2} P + \frac{k_x k_y}{k_0^2} S \right), \left(\frac{k_y k_z}{k_0^2} P - \frac{k_x k_z}{k_0^2} S \right) \right] e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \end{cases} \quad (2.4)$$

Рівняння, що пов'язує компоненти хвильового вектора, є аналогічним до (1.7):

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \varepsilon k_0^2 \quad (2.5)$$

Використовуючи визначення компонент поля та граничні умови, запишемо дисперсійне рівняння для двовимірних анізотропних структур в загальному вигляді:

$$\begin{vmatrix} \frac{i\kappa}{k_0} & \frac{i\kappa}{k_0} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{i\kappa}{k_0} & \frac{i\kappa}{k_0} \\ -\frac{k_x k_y}{k_0^2} - \frac{i\kappa}{k_0} \sigma_{xy} & \frac{k_x k_y}{k_0^2} & \frac{i\kappa}{k_0} \sigma_{xx} - \frac{k_y - \varepsilon k_0^2}{k_0^2} & \frac{k_y - \varepsilon k_0^2}{k_0^2} \\ -\frac{i\kappa}{k_0} \sigma_{yy} + \frac{k_x - \varepsilon k_0^2}{k_0^2} & -\frac{k_x - \varepsilon k_0^2}{k_0^2} & \frac{k_x k_y}{k_0^2} + \frac{i\kappa}{k_0} \sigma_{yx} & -\frac{k_z k_y}{k_0^2} \end{vmatrix} = 0 \quad (2.6)$$

Після розкриття визначника та спрощення з використанням умови (2.5), отримаємо дисперсійне рівняння, до якого входять всі компоненти хвильового вектора та тензора провідності:

$$\begin{aligned} 2\varepsilon k_0^2 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) - 2(k_x^2 \sigma_{xx} + k_x k_y (\sigma_{xy} + \sigma_{yx}) + k_y^2 \sigma_{yy}) + \\ + k_0 k_z (4\varepsilon - \sigma_{xy} \sigma_{yx} + \sigma_{xx} \sigma_{yy}) = 0 \end{aligned} \quad (2.7)$$

При $k_y = 0$, $\sigma_{xy} = \sigma_{yx}$, $k_z = ik$ рівняння (2.7) співпадає із (1.28), тобто приходимо до звичайного рівняння гіперболічного плазмону.

Підставляючи відповідні компоненти тензора $\hat{\sigma}$, можна отримати дисперсійне рівняння, що описує розповсюдження поверхневих електромагнітних хвиль вздовж обертально-асиметричної метаповерхні:

$$k_x^2 \sigma_1 - k_0^2 (\sigma_1 + \sigma_2) + (k_x \cos \theta - k_y \sin \theta)^2 \sigma_2 = 2k_0 k_z \left(1 + \frac{\sigma_1 \sigma_2 \sin^2 \theta}{4}\right) \quad (2.8)$$

Для побудови ізочастотного контуру необхідно визначити значення k_x та k_y із дисперсійного рівняння. З метою спрощення розрахунків здійснюється перехід до нової системи координат шляхом повороту на дійсний кут φ , так, щоб у новій системі координат виконувалась умова $k'_y = 0$ (Рис. 2.3).

Тоді (2.7) набуває вигляду, що є аналогічним до (1.28):

$$\left(\frac{2\kappa^\varphi}{k_0} - i(\sigma_{yy})_\varphi\right) \left(\frac{2\varepsilon k_0}{\kappa^\varphi} + i(\sigma_{xx})_\varphi\right) = (\sigma_{xy})_\varphi^2 \quad (2.9)$$

Причому

$$\begin{cases} (\sigma_{xx})_\varphi = \sigma_{xx} \cos^2 \varphi - 2\sigma_{xy} \cos \varphi \sin \varphi + \sigma_{yy} \sin^2 \varphi \\ (\sigma_{yy})_\varphi = \sigma_{xx} \sin^2 \varphi + 2\sigma_{xy} \cos \varphi \sin \varphi + \sigma_{yy} \cos^2 \varphi \\ (\sigma_{xy})_\varphi = \sigma_{xy} \cos 2\varphi + (\sigma_{yy} - \sigma_{xx}) \sin 2\varphi / 2 \end{cases} \quad (2.10)$$

Після знаходження k_x^φ у цій системі координат початкові компоненти хвильового вектора визначаються за наступними співвідношеннями:

$$\begin{cases} k_x = k_x^\varphi \cos \varphi \\ k_y = k_x^\varphi \sin \varphi \end{cases} \quad (2.11)$$

Для ортогональних резонаторів ($\theta = 90^\circ$) тензор провідності приймає діагональний вид, при цьому кут розкриття гіперболічних ізочастотних контурів буде змінюватись із частотою, але положення оптичної осі буде залишатись незмінним (Рис. 2.4).

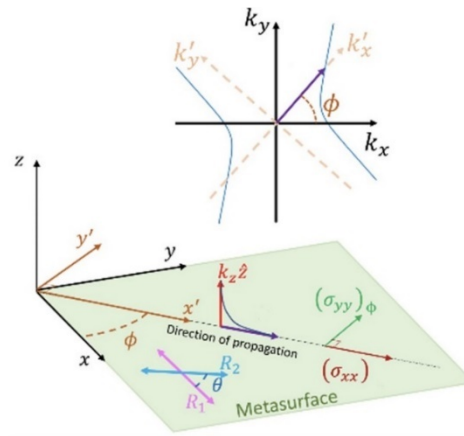


Рис. 2.3 Поворот системи координат $(k_x, k_y, k_z) \rightarrow (k'_x, 0, k_z)$. При цьому компоненти тензора провідності також зазнають змін: $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy} \rightarrow (\sigma_{xx})_\phi, (\sigma_{yy})_\phi, (\sigma_{xy})_\phi$.

При значеннях $\theta \neq 90^\circ$, стає помітним ефект осьової дисперсії, який полягає у залежності положення оптичної осі не тільки від кута між резонаторами, а й від частоти випромінювання. Тобто, із зміною кута θ або частоти ω ізочастотний контур повертається на певний кут $\Gamma(\omega, \theta)$ (Рис. 2.5).

Безпосередньо кут повороту ізочастотних контурів можна визначити, використовуючи наступне співвідношення [5; 20]:

$$\Gamma(\omega, \theta) = \mathcal{R}e \left(-\frac{1}{2} \arctan \left(\frac{\sigma_2 \sin 2\theta}{\sigma_1 + \sigma_2 \cos 2\theta} \right) \right) \quad (2.12)$$

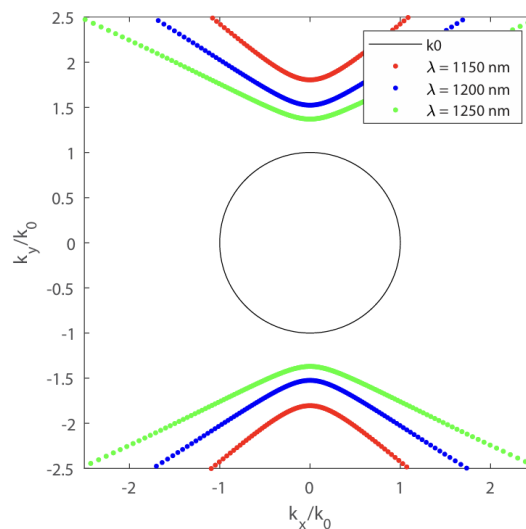


Рис. 2.4 Залежність вигляду гіперболічних ізочастотних контурів від довжини хвилі випромінювання у випадку ортогональних резонаторів ($\theta = 90^\circ$).

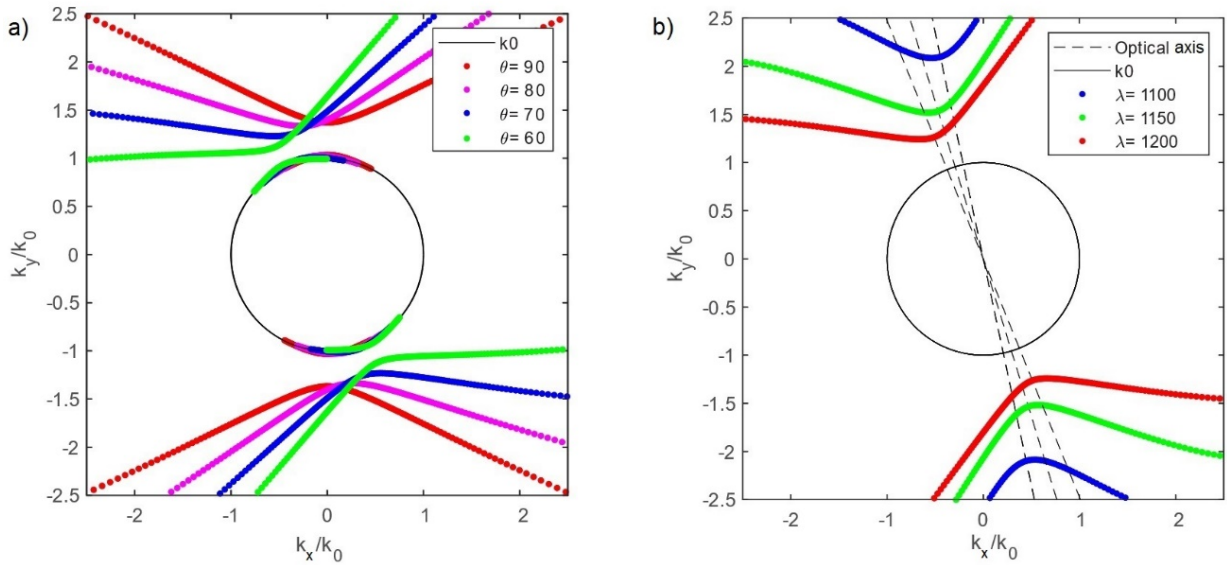


Рис. 2.5 Прояв осьової дисперсії: (а) Залежність положення ізочастотного контуру від значення кута θ при $\lambda = 1250$ нм, (б) Залежність положення ізочастотного контуру від довжини хвилі випромінювання при $\theta = 60^\circ$.

2.3 Каналювання випромінювання

Звичайні поверхневі плазмон-поляритони втрачають велику частину енергії при розповсюдженні. Важливою задачею є реалізація маршрутизації поверхневих хвиль на планарних структурах та ефективної, односпрямованої передачі енергії в площині від точки до точки. На практиці, за допомогою звичайного поверхневого плазмон-поляритона на межі метал–діелектрик лише близько 0.1-1% енергії може бути передано від джерела до приймача на відстані, що дорівнює довжині хвилі. Особливий режим, який дозволяє передавати локалізовану хвилю без дифракційних ефектів та з високою напрямленістю, називається плазмонним каналюванням (plasmon canalization, tunneling, channeling, self-collimation) [4].

Для виявлення умов, за яких відбувається каналювання, будемо аналізувати ізочастотні контури та ступінь затухання мод, що поширюються. На Рис. 2.6 зображено ізочастотні контури, для кожної точки яких розраховано відношення уявної та дійсної k_x -компоненти хвильового вектора :

$$\eta = \frac{Im(k_x)}{Re(k_x)} \quad (2.13)$$

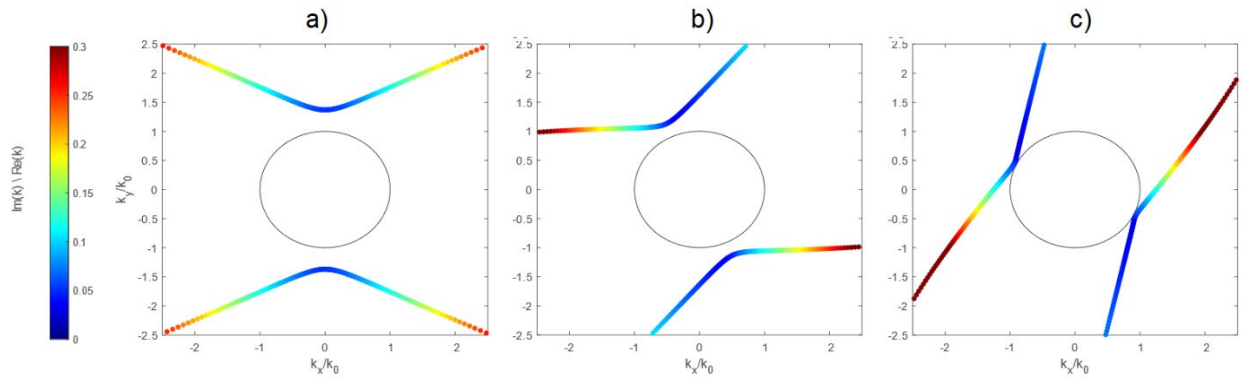


Рис. 2.6 Ізочастотні контури для різних значень кута θ між резонаторами: (а) $\theta = 90^\circ$, (б) $\theta = 60^\circ$, (с) $\theta = 20^\circ$. Тут $\lambda = 1250$ нм. Колір відображає величину параметра η з (2.13).

Колірна шкала відображає величину цього показника: синій колір відповідає мінімальному затуханню (майже ідеальне поширення хвилі), а червоний – сильному затуханню. У випадку неортогонального розташування резонаторів $\theta \neq 90^\circ$ втрати розподілені асиметрично. Фактично, дві з чотирьох гілок ізочастотного контуру мають високі значення показника затухання, що свідчить про швидке згасання відповідних хвиль. Таким чином, цими гілками у подальшому можна знехтувати. Залишаються дві домінуючі гілки з низьким рівнем затухання, що відкриває можливість реалізації каналювання.

На Рис. 2.7 при $\theta = 90^\circ$, показано нормальну складову електричного поля E_z та (е) її перетворення Фур'є $[F[E_z]]$, яке фактично є ізочастотним контуром [21]. Видно, що при зміні кута обертання між однаковими резонаторами (Рис. 2.7 (б), (с)) спостерігається осьова дисперсія та асиметричний розподіл електричного поля (Рис. 2.7 (ф), (г)). На (Рис. 2.7 (д), (h)) для малих кутів θ з'являються сильно локалізовані моди, які є проявом режиму каналювання [5].

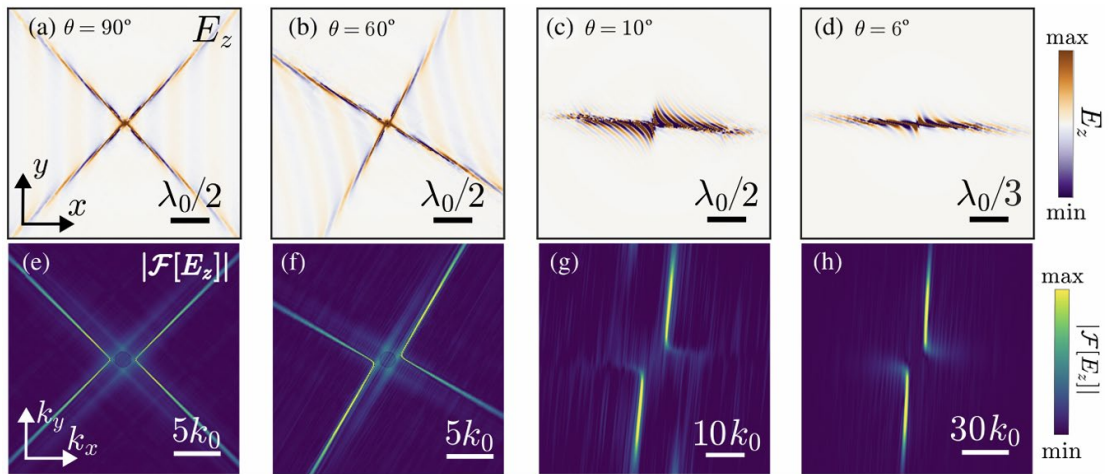


Рис. 2.7 Збудження гіперболічних поверхневих хвиль у ближньому полі локалізованим випромінювачем. Поверхневі хвилі збуджуються електричним диполем, орієнтованим уздовж осі z , розміщеним на відстані $d_e = \lambda^*/217$ від метаповерхні. Тут λ^* — довжина хвилі, за якої $\text{Im}(\sigma_1) = -\text{Im}(\sigma_2)$, $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$, $\Omega_1 = \Omega_2 = 5 \text{ GHz}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.02\Omega_1$, $A_1 = 2A_2 = 1$, $\omega = 1.733 \Omega_1$ [5].

РОЗДІЛ 3. ДИНАМІКА ОПТИЧНОГО СПІНУ ГІПЕРБОЛІЧНИХ ОБЕРТАЛЬНО-АСИМЕТРИЧНИХ ПЛАЗМОНІВ

У сучасній нанофотоніці спін-орбітальна взаємодія (spin-orbit interaction, SOI) світла відіграє ключову роль як у фундаментальному розумінні поведінки світла на субхвильових масштабах, так і в розвитку прикладних технологій. З одного боку, вона дає глибше розуміння зв'язку між поляризацією й просторовими характеристиками електромагнітного поля, що особливо важливо для аналізу складних нанофотонних систем. З іншого — відкриває нові функціональні можливості для побудови нових оптичних пристроїв. Подібно до спінтроніки у напівпровідниках, спін-орієнтована фотоніка дає змогу кодувати та зчитувати інформацію через поляризаційні стани світла [6]. У цьому розділі буде розглянуто, як обертально-асиметричні гіперболічні метаповерхні дають змогу ефективно керувати спіном світла.

3.1 Спіновий кутовий момент (СКМ)

Світло, як і будь-яке фізичне поле, володіє трьома основними інтегралами руху: енергією, лінійним імпульсом та кутовим моментом. В рамках квантової механіки повний кутовий момент імпульсу світлового поля J природним чином розділяється на орбітальну L та спінову S складові:

$$J = L + S \quad (3.1)$$

Це розділення не лише формальним: спіновий та орбітальний кутовий момент мають різну фізичну природу та по-різному взаємодіють з матерією. Вперше це було експериментально продемонстровано у визначних роботах [22; 23], де для дослідження локальних властивостей кутового моменту в параксіальних вихрових пучках використовували мікрочастинки-зонди. Було виявлено, що така частинка обертається навколо власної осі пропорційно до локальної густини спінового кутового моменту поля, а також обертається навколо осі пучка пропорційно до його орбітального кутового моменту [6].

Орбітальний кутовий момент (ОКМ) світла пов'язаний з просторовим розподілом фази електромагнітного поля, тоді як спіновий кутовий момент (СКМ) визначається станом поляризації [24].

Орбітальний кутовий момент (ОКМ) виникає у світлових хвилях зі структурованою фазою та просторовим розподілом електромагнітного поля. На відміну від спінового, він не залежить від поляризації світла, а визначається геометрією хвильового фронту. В квантовій механіці орбітальний момент оператора в напрямку осі z задається як:

$$\hat{L}_z = -i \frac{\partial}{\partial \phi}, \quad (3.2)$$

де ϕ — азимутальний кут у циліндричній системі координат. Власні функції цього оператора мають вигляд $\mathbf{E} \propto e^{il\phi}$. При цьому значення $l \in \mathbb{Z}$ — ціле число — є топологічним зарядом вихору. Застосування оператора \hat{L}_z до цих мод дає:

$$\hat{L}_z \mathbf{E} = l \mathbf{E} \quad (3.3)$$

Ці функції описують оптичні вихори — хвилі з гвинтовою фазою. Тип хвильового фронту суттєво залежить від значення l .

Для $l = 0$ поле не є вихровим: хвильові фронти є плоскими хвилями. Для $l = \pm 1$ утворюється одна гвинтова поверхня, довжина кроку якої дорівнює довжині хвилі. Знак l визначає напрям обертання. Для $|l| \geq 2$ хвильовий фронт набуває складної структури, що складається з $|l|$ спіралей. Крок кожної спіралі дорівнює $|l| \lambda$, а їхній напрям залежить від знаку l [25].

На відміну від орбітального кутового моменту, спіновий кутовий момент світла безпосередньо пов'язаний із поляризацією електромагнітного поля. Зокрема, праве та ліве кругове поляризоване світло відповідає різним значенням спіральності (англ. helicity), яка описується параметром σ :

$$\sigma = \frac{2\text{Im}(m)}{1+|m|} \quad (3.4)$$

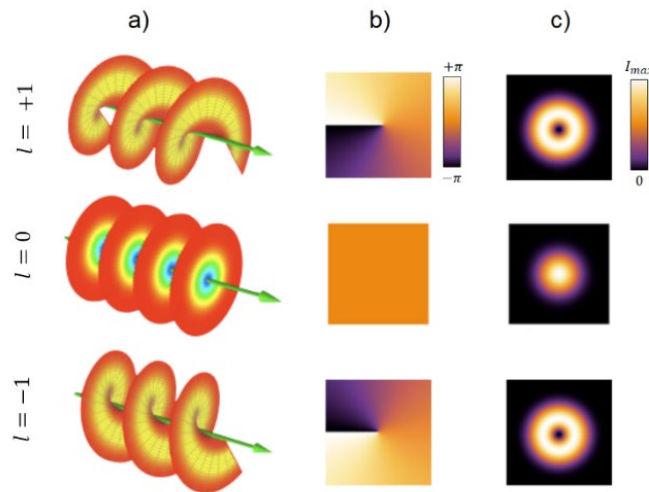


Рис. 3.1 Оптичні вихори: (а) Форма хвильового фронту для різних значень l , (б) Розподіл фази у поперечному перерізі пучка, (с) Розподіл інтенсивності світла [25].

Для кругової поляризації хвиль $\sigma = \pm 1$: додатне значення відповідає правій, а від'ємне — лівій круговій поляризації [24], m — комплексний параметр поляризації світла, що визначається в ізотропному середовищі без підкладки наступним чином [27]:

$$m = \frac{\sigma_{xy}}{1 - i \frac{k_0}{k} \sigma_{yy}} \quad (3.5)$$

Спіновий момент для монохроматичного електромагнітного поля є внутрішньою характеристикою, що описується локальною густиною спінового моменту. На відміну від орбітального моменту, який залежить від глобального фазового розподілу поля, локальна взаємодія світла з речовиною є чутливою саме до локальної густини спінового моменту, особливо до її електричної компоненти [26].

Для поверхневих хвиль загальний (інтегральний) спіновий момент, як правило, дорівнює нулю через симетрію системи: густина спіну над і під межею розподілу середовищ має однаковий модуль, але протилежний знак (за умови відсутності підкладки). Водночас локальна густина спінового моменту — зокрема в окремій точці або у верхній напівплощині — залишається

ненульовою. Для більшості практичних задач (зокрема у взаємодії світла з мікро- і наноструктурами) визначальним є саме локальний спі́н. Саме тому в подальшому ми будемо зосереджуватись на локальній густині спінового моменту, яку далі умовно називатимемо спіновим кутовим моментом.

Локальна густина СКМ, що припадає на один фотон, задається як:

$$\mathbf{S} = \frac{\text{Im}[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^* + \mathbf{H} \times \mathbf{H}^*]}{W}, \quad W = |\mathbf{E}^2| + |\mathbf{H}^2| \quad (3.6)$$

Тут \mathbf{E} і \mathbf{H} — комплексні електричне та магнітне поля відповідно, W — повна енергія хвилі [27].

3.2 Спіновий кутовий момент в ізотропному середовищі

У вільному просторі електромагнітні спектр плоских хвиль є подвійно виродженим за поляризаційними ступенями вільності. СКМ таких хвиль завжди колінеарний до вектора хвильового числа \mathbf{k} , а проєкція СКМ на цей вектор, тобто значення спіральності σ може набувати значень у межах $[-1, 1]$. Відповідні власні моди — це правополяризовані та лівополяризовані кругові хвилі (Рис. 3.2 (а)), у яких спі́н або співпадає з напрямком поширення, або протилежний йому.

На відміну від цього, поверхневі електромагнітні хвилі, які виникають на межі двох ізотропних середовищ, не мають виродженості — існують лише окремі моди з лінійною поляризацією: ТМ або ТЕ. Для ТМ (ТЕ) мод електричне (магнітне) поле обертається в площині, перпендикулярній до межі розділу середовищ і паралельній до напрямку поширення хвилі. Відповідно, спі́н таких хвиль лежить у площині поділу середовищ і завжди перпендикулярний до хвильового вектора \mathbf{k} (Рис. 3.2. (b)).

Таким чином, в ізотропних середовищах плоскі хвилі мають чисто поздовжній спі́н (колінеарний напрямку поширення), а поверхневі плазмон-поляритони на межі метал-діелектрик мають чисто поперечний спі́н (перпендикулярний до напрямку поширення) [27].

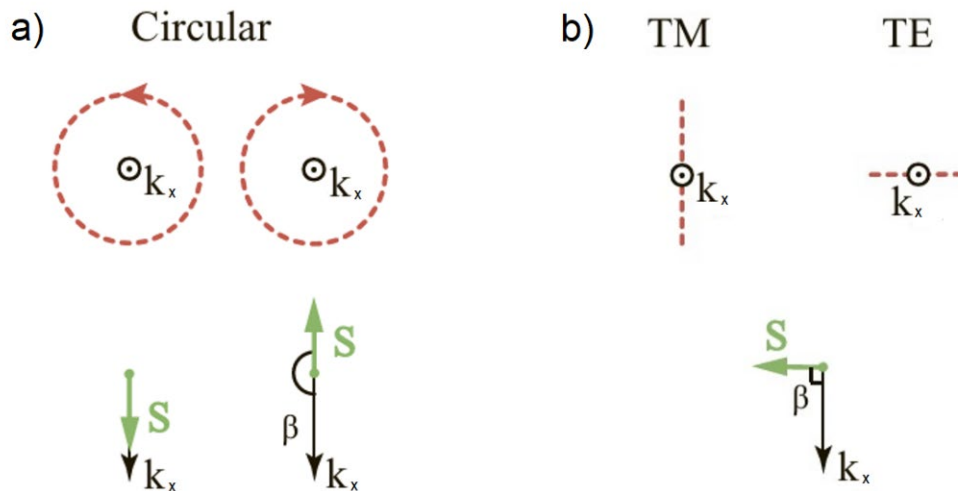


Рис. 3.2 Взаємне розташування вектора спінового моменту та напрямку розповсюдження хвилі в ізотропному середовищі: (а) Ліва або права кругова поляризація, спіні чисто поздовжній. (б) Лінійна ТЕ- або ТМ-поляризація, спіні чисто поперечний [27].

Цей жорсткий зв'язок між напрямком поширення та спіновим моментом отримав назву *spin-momentum locking*, або *robust spin-directional coupling* [7].

Однак така жорстка прив'язка спіну до напрямку поширення обмежує можливі конфігурації поляризації світла, яких можна досягнути в нанофотонних пристроях. Зокрема, існує незаповнений розрив між чисто поздовжніми та чисто поперечними станами СКМ, що обмежує гнучкість в управлінні поляризацією.

Для часткового вирішення цієї проблеми були запропоновані анізотропні метаповерхні, які дозволяють реалізувати гібридні ТЕ-ТМ моди та забезпечують розширений контроль над напрямком спіну у площині [7]. Проте навіть у цьому випадку можливі напрямки СКМ залишаються обмеженими, а для практичних нанофотонних застосувань бажаним є неперервно регульований контроль як напрямку, так і величини спінового моменту.

3.2 Спіновий кутовий момент обертально-асиметричних плазмонів-поляритонів

Розглянемо поверхневу хвилю, що поширюється вздовж осі x і експоненційно затухає вздовж осі z . Її електричне та магнітне поля в верхньому півпросторі ($z > 0$) можуть бути представлені через параметр поляризації у вигляді:

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \left(-i \frac{\kappa}{k_x}, m \frac{k_0}{k_x}, 1 \right) e^{i(\mathbf{kr} - \omega t)} \\ \mathbf{H} = \left(i m \frac{\kappa}{k_x}, \frac{k_0}{k_x}, -m \right) e^{i(\mathbf{kr} - \omega t)} \end{cases} \quad (3.7)$$

Підставивши ці поля у вираз для локальної густини спіну, отримаємо формулу для розрахунку спінового кутового моменту гіперболічного плазмона-поляритона [24;27]:

$$\mathbf{S} = \left(\frac{2\text{Im}(m)}{1+|m|} \frac{k_0}{k_x}, \frac{\kappa}{k_x}, 0 \right) \quad (3.8)$$

На Рис. 3.3 зображено ізочастотний контур, де колір кожної точки відповідає нормалізованій проєкції спінового моменту вздовж напрямку хвилі $\frac{S_x}{|S|} = \frac{S_{||}}{|S|}$. Значення $+1$ (червоне) та -1 (синє) відповідають круговій поляризації, коли спін повністю колінеарний хвильовому вектору. Зелений колір відповідає лінійній поляризації, за якої наявна лише поперечна компонента спіну — типовий випадок ТМ- або ТЕ-поляризації. Поблизу світлового кола (тонка чорна крива) помітний різкий перехід від ліво- до право-поляризованого світла.

Тобто, така картина свідчить про те, що анізотропна метаповерхня дає змогу заповнити розрив між чисто круговою та лінійною поляризацією, досягаючи майже безперервного контролю над напрямком і величиною спінового моменту.

Для порівняння характеристик обертально-асиметричних метаповерхонь зі звичайними гіперболічними, проаналізуємо кутову залежність між напрямком поширення хвилі та її спіновим моментом.

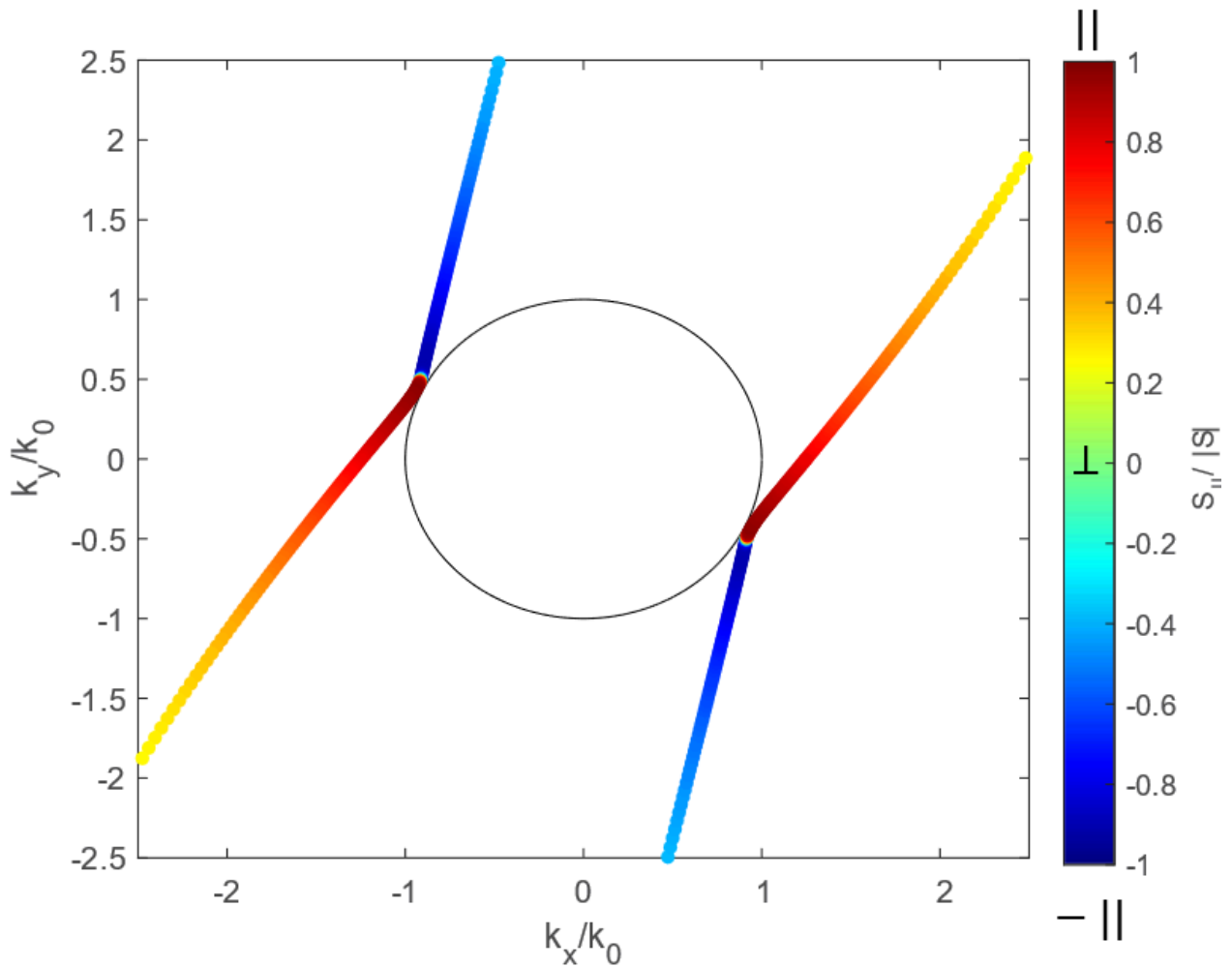


Рис. 3.3. Керування спіновими характеристиками світла. Гіперболічний ізочастотний контур побудовано за $\theta = 20^\circ$, $\lambda = 1250$ нм.

Побудуємо графік функції $\beta(\alpha)$, де: α — кут, що задає напрям хвильового вектора \mathbf{k} у площині (від 0 до 360°); β — кут між векторами \mathbf{k} та спінового моменту \mathbf{S} (Рис.3.4 (а)).

Різкий стрибок функції $\beta(\alpha)$ відповідає переходу між лівою та правою круговою поляризацією поблизу світлового кола. Сірі зони на графіках відповідають ділянкам, де розв'язки дисперсійного рівняння відсутні, тобто хвиля не може поширюватися у відповідних напрямках.

Для звичайного гіперболічного випадку (Рис.3.4 (b) , $\theta = 90^\circ$) видно, що напрямки поширення хвиль значно обмежені — кут β лежить в межах приблизно від 45° до 135° . Натомість у випадку обертально-асиметричної метаповерхні (Рис.3.4 (b) , $\theta = 20^\circ$) сіра зона істотно зменшується, тобто

зростає число дозволених напрямків поширення, а кут між спіном і хвильовим вектором покриває більший діапазон — від 16° до 156° .

Таким чином, розглянута обертально-асиметрична метаповерхня забезпечує кращій контроль над спіновими характеристиками спіну, у порівнянні із стандартними гіперболічними метаповерхнями, які не дозволяють досягти ефекту осьової дисперсії та асиметрії ізочастотних контурів.

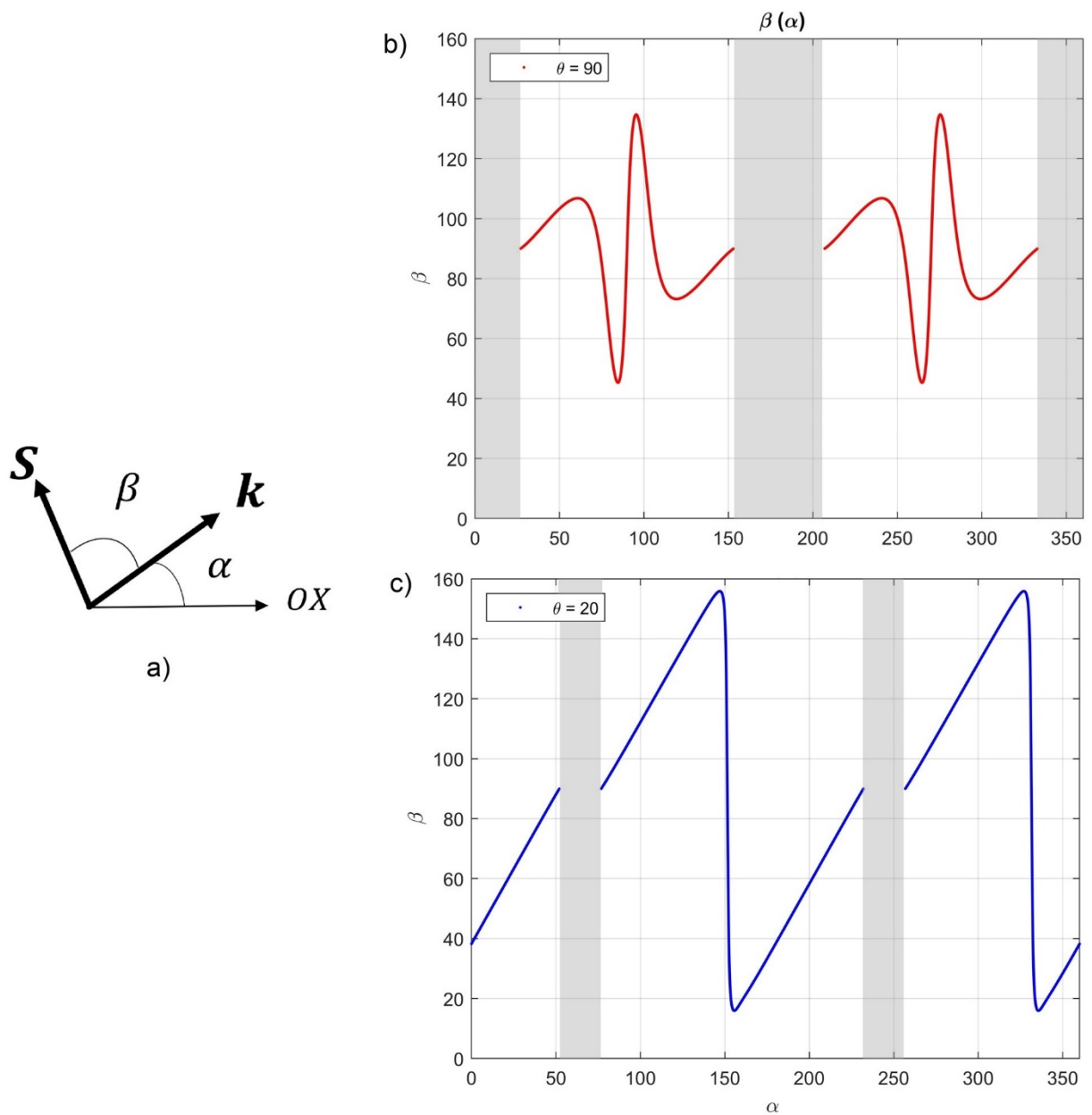


Рис. 3.4 Кутова залежність між спіновим моментом \mathbf{S} та хвильовим вектором \mathbf{k} : (а) Геометрія визначення кутів, (б) Звичайна гіперболічна метаповерхня ($\theta = 90^\circ$) — випадок обмеженого діапазону напрямків поширення та допустимих кутів β , (с) Обертально-асиметрична метаповерхня ($\theta = 20^\circ$) — значно розширено діапазони можливих напрямків поширення хвиль та орієнтацій спінового моменту.

ВИСНОВКИ

У роботі розглянуто базові властивості поширення поверхневих електромагнітних хвиль на межі поділу металу та діелектрика. Було повторено та підтверджено результати роботи [4], виведено дисперсійне рівняння для обертально-асиметричних плазмон-поляритонів, яке пов'язує компоненти хвильового вектора з компонентами тензора ефективної поверхневої провідності. Показано, що використання обертально-асиметричних метаповерхонь дозволяє реалізувати ефект осьової дисперсії — залежності можливих напрямків поширення поверхневої хвилі від робочої частоти.

Також проаналізовано, як структурна анізотропія метаповерхні, що досягається шляхом обертання резонаторів в межах однієї елементарної комірки, спричиняє асиметрію ізочастотних контурів і дозволяє досягти режиму спрямованого каналювання енергії.

Показано, що для плоских хвиль спіновий кутовий момент (СКМ) завжди колінеарний до хвильового вектора (тобто поздовжній), тоді як для звичайних поверхневих плазмон-поляритонів — завжди поперечний. Такий жорсткий зв'язок між напрямком поширення хвилі та напрямком СКМ обмежує кількість доступних поляризаційних станів, які можна збудити у нанофотонних пристроях.

Попередні підходи, такі як анізотропні метаповерхні, дозволяли реалізувати гібридні стани поляризації та розширений контроль напрямку спіну в площині завдяки структурній анізотропії. У цій роботі показано, що обертально-асиметричні (shear) гіперболічні метаповерхні забезпечують покращений контроль як над напрямком поширення хвилі, так і над кутом між СКМ та хвильовим вектором, у порівнянні з іншими двовимірними анізотропними системами, за рахунок використання явища осьової дисперсії.

Отримані результати можуть знайти застосування у фотоніці, оптоелектроніці та спінтроніці — галузях, що активно розвиваються.

Запропоновані підходи до керування поширенням хвиль, високо-напрямленим каналюванням електромагнітного поля та контролем спіну

світла відкривають перспективи для створення нових функціональних метаповерхонь.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Barnes W. L., Dereux A., Ebbesen T. W. Surface plasmon subwavelength optics //Nature. – 2003. – Т. 424. – С. 824–830.
2. Yu N., Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces //Nature Materials. – 2014. – Т. 13. – С. 139–150.
3. Meinzer N., Barnes W. L., Hooper I. R. Plasmonic meta-atoms and metasurfaces //Nature Photonics. – 2014. – Т. 8. – № 12. – С. 889–898.
4. Correas-Serrano D., Alù A., Gomez-Diaz J. S. Plasmon canalization and tunneling over anisotropic metasurfaces //Physical Review B. – 2017. – Т. 96. – № 7. – С. 075436.
5. Renzi E. M., Galiffi E., Ni X., Alù A. Hyperbolic Shear Metasurfaces //Physical Review Letters. – 2024. – Т. 132. – № 26. – С. 263803.
6. Bliokh K. Y., Rodríguez-Fortuño F. J., Nori F., Zayats A. V. Spin–orbit interactions of light //Nature Photonics. – 2015. – Т. 9. – № 12. – С. 796–808.
7. Van Mechelen T., Jacob Z. Universal spin-momentum locking of evanescent waves //Optica. – 2016. – Т. 3. – № 2. – С. 118–126.
8. Maier S. A. Plasmonics: Fundamentals and Applications. – New York: Springer, 2007.
9. Fox M. Optical Properties of Solids. – 2-е вид. – Oxford University Press, 2010. – (Oxford Master Series in Physics; Т. 3).
10. Forstmann F., Gerhardts R. R. Metal Optics Near the Plasma Frequency. – Berlin: Springer, 1986. – Т. 109.
11. Khurgin J. B. Slow light in various media: a tutorial //Advances in Optics and Photonics. – 2010. – Т. 2. – № 3. – С. 287–318.
12. Magnozzi M., Ferrera M., Mattera L., Canepa M., Bisio F. Plasmonics of Au nanoparticles in a hot thermodynamic bath //Nanoscale. – 2019. – Т. 11. – С. 1140–1146.

13. Ferrera M., Magnozzi M., Bisio F., Canepa M. Temperature-dependent permittivity of silver and implications for thermoplasmonics //Physical Review Materials. – 2019. – T. 3. – C. 105201.
14. Yermakov O. Y., Ovcharenko A. I., Song M., Bogdanov A. A., Iorsh I. V., Kivshar Y. S. Hybrid waves localized at hyperbolic metasurfaces //Physical Review B. – 2015. – T. 91. – № 23. – C. 235423.
15. Yermakov O. Y., Hurshkainen A. A., Dobrykh D. A., Kapitanova P. V., Iorsh I. V., Glybovski S. B., Bogdanov A. A. Experimental observation of hybrid TE-TM polarized surface waves supported by a hyperbolic metasurface //Physical Review B. – 2018. – T. 98. – № 19. – C. 195404.
16. 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. – C. 14135.
17. Gomez-Diaz J. S., Alù A. Flatland optics with hyperbolic metasurfaces //ACS Photonics. – 2016. – T. 3. – № 12. – C. 2211–2224.
18. Gomez-Diaz J. S., Tymchenko M., Alù A. Hyperbolic plasmons and topological transitions over uniaxial metasurfaces //Physical Review Letters. – 2015. – T. 114. – № 23. – C. 233901.
19. Hrinchenko A., Polevoy S., Demianyk O., Yermakov O. Engineering hyperbolicity and plasmon canalization for resonant plasmonic anisotropic nanopatch-based metasurfaces //Journal of Applied Physics. – 2024. – T. 135. – № 22. – C. 223102.
20. Passler N. C. et al. Hyperbolic shear polaritons in low-symmetry crystals //Nature. – 2022. – T. 602. – C. 595–600.
21. Yang Y. et al. Hyperbolic spoof plasmonic metasurfaces //NPG Asia Materials. – 2017. – T. 9. – C. e428.
22. Garcés-Chávez V., McGloin D., Padgett M. J., Dultz W., Schmitzer H., Dholakia K. Observation of the transfer of the local angular momentum

- density of a multiringed light beam to an optically trapped particle //Physical Review Letters. – 2003. – T. 91. – № 9. – C. 093602.
23. O’Neil A. T., MacVicar I., Allen L., Padgett M. J. Intrinsic and extrinsic nature of the orbital angular momentum of a light beam //Physical Review Letters. – 2002. – T. 88. – № 5. – C. 053601.
 24. Bliokh K. Y., Nori F. Transverse and longitudinal angular momenta of light //Physics Reports. – 2015. – T. 592. – C. 1–38.
 25. Orbital angular momentum of light //Wikipedia. – URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Orbital_angular_momentum_of_light.
 26. O’Connor D., Ginzburg P., Rodríguez-Fortuño F. et al. Spin–orbit coupling in surface plasmon scattering by nanostructures //Nature Communications. – 2014. – T. 5. – C. 5327.
 27. Yermakov O. Y., Ovcharenko A. I., Bogdanov A. A., Iorsh I. V., Bliokh K. Y., Kivshar Y. S. Spin control of light with hyperbolic metasurfaces //Physical Review B. – 2016. – T. 94. – № 7. – C. 075446.