

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет «Запорізька політехніка»

Факультет інформаційної безпеки та електронних комунікацій
(повне найменування інституту, назва факультету)

Кафедра інформаційної безпеки та наноелектроніки
(найменування кафедри)

Пояснювальна записка

до дипломного проєкту (роботи)

бакалавр

(ступінь вищої освіти)

на тему Поляризованість металевих конічних острівців на діелектичній
підкладці

Виконав(ла): студент(ка) 4 курсу, групи
БК-310 Спеціальності 153 Мікро- та
наносистемна техніка
Освітня програма (спеціалізація)
Мікро- та наноелектронні прилади і
пристрої

БЕРЕЗОВСЬКИЙ О.Д

(ПРІЗВИЩЕ та ініціали)

Керівник КОРОТУН А.В

(ПРІЗВИЩЕ та ініціали)

Рецензент КУРБАЦЬКИЙ В.П

(ПРІЗВИЩЕ та ініціали)

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет «Запорізька політехніка»

Факультет інформаційної безпеки та електронних комунікацій

Кафедра інформаційної безпеки та нанoeлектроніки

Ступінь вищої освіти бакалавр

Спеціальність 153 «Мікро та наносистемна техніка»

(код і найменування)

Освітня програма (спеціалізація) Мікро- та нанoeлектронні прилади і пристрої

(назва освітньої програми (спеціалізації))

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри ІБтаН

Андрій КОРОТУН

« » 2024 року

З А В Д А Н Н Я
НА ДИПЛОМНИЙ ПРОЄКТ (РОБОТУ) СТУДЕНТА

БЕРЕЗОВСЬКОГО Олега Дмитровича

(ПРИЗВИЩЕ, ім'я, по батькові)

1. Тема проєкту (роботи) Поляризовність металевих конічних острівців на діелектричній підкладці

Polarizability of metallic conical islands on a dielectric substrate

керівник проєкту (роботи) к.ф.-м.н., доцент КОРОТУН Андрій Віталійович

(вчене звання, ПРИЗВИЩЕ, ім'я, по батькові)

затверджені наказом закладу вищої освіти від «03» 05 2024 року №189

2. Строк подання студентом проєкту (роботи) 05.06.2024

3. Вихідні дані до проєкту (роботи) Металеві острівці конічної форми

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити) Металевих конічних острівців на діелектричній підкладці

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень, кількість слайдів, плакатів) Презентація доповіді (в MS Powerpoint), 10 слайдів

6. Консультанти розділів проєкту (роботи)

Розділ	ПРИЗВИЩЕ, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	прийняв виконане завдання
Розділи 1-2	КОРОТУН А.В., завідувач кафедри ІБтаН		
Нормоконтроль	КОРОЛЬКОВ Р.Ю., доцент кафедри ІБтаН		

7.Дата видачі завдання: “ 18 ” квітня 2024 року.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів дипломного проєкту (роботи)	Строк виконання етапів проєкту (роботи)	Примітка
1.	Аналіз літературних джерел за тематикою дослідження.	22.04.24 – 29.04.24	виконано
2.	Систематизація літературних даних	30.04.24 – 08.05.24	виконано
3.	Складання і затвердження наукового татехнічного завдання.	09.05.24 – 13.05.24	виконано
4.	Формування та уточнення наукового завдання.	14.05.24 – 16.05.24	виконано
5.	Збір інформації про оптичні властивості острівців конічної форми.	17.05.24 – 24.05.24	виконано
6.	Розрахунок діагональних компонентів тензора провідності	25.05.24 – 31.05.24	виконано
7.	Оформлення ПЗ	01.06.24 – 05.06.24	виконано

Студент(ка)

_____ Олег БЕРЕЗОВСЬКИЙ
(підпис) (Ім'я ПРИЗВИЩЕ)

Керівник проєкту (роботи)

_____ Андрій КОРОТУН
(підпис) (Ім'я ПРИЗВИЩЕ)

АНОТАЦІЯ

Пояснювальна записка до дипломної роботи: 58 с., 1 табл., 20 рис., 28 джерел.

ДІЕЛЕКТРИЧНА ПІДКЛАДКА, ЕФЕКТИВНА ШВИДКІСТЬ РЕЛАКСАЦІЇ, НАНОКОНУС, ОСТРІВЦЕВА МЕТАЛЕВА ПЛІВКА, ПЕРЕРІЗИ ПОГЛИНАННЯ І РОЗСІЮВАННЯ ТЕНЗОР, ПОЛЯРИЗОВНОСТІ

Мета роботи – дослідження частотних залежностей оптичних характеристик металевих наноострівців конічної форми на діелектричній підкладці.

Об'єкт та предмет дослідження - об'єктом дослідження є конічні металеві острівці на діелектричній підкладці; предметом дослідження є їх оптичні характеристики.

Методи дослідження - розрахунково-аналітичний.

Результати - результатом дослідження є аналітичні вирази для діагональних компонентів тензора поляризованості, перерізів поглинання і розсіювання металевих наноострівців конічної форми на діелектричній підкладці.

Рекомендації щодо впровадження - робота носить фундаментальний характер, проте деякі її результати можуть бути використані в такій прикладній галузі як наносенсорика.

Практична цінність - досліджено вплив аспектного відношення конічних металевих острівців на підкладці на їх оптичні характеристики.

Апробація результатів роботи - Основні положення та результати роботи частково доповідались та опубліковані в матеріалах щорічної конференції НУ «Запорізька політехніка» Тиждень науки-2024 (квітень, 2024 р.).

ABSTRACT

Explanatory note to the diploma thesis: 58 pages, 1 tables, 21 figures, 28 references.

DIELECTRIC SUBSTRATE, EFFECTIVE RELAXATION RATE, NANOCONE, ISLAND METAL FILM, ABSORPTION AND SCATTERING CROSS-SECTIONS, POLARIZABILITY TENSOR

Purpose of the work – to study the frequency dependencies of the optical characteristics of metal nanocones on a dielectric substrate.

Object and subject of research – the object of the research is conical metal islands on a dielectric substrate; the subject of the research is their optical characteristics.

Research methods – computational-analytical.

Results – the result of the research is analytical expressions for the diagonal components of the polarizability tensor, absorption and scattering cross-sections of metal nanocones on a dielectric substrate.

Recommendations for implementation – the work is of a fundamental nature, but some of its results can be used in applied fields such as nanosensorics.

Practical value – the influence of the aspect ratio of conical metal islands on the substrate on their optical characteristics has been investigated.

Approbation of the results – the main provisions and results of the work were partially reported and published in the materials of the annual conference of Zaporizhzhia Polytechnic National University Science Week-2024 (April 2024).

ЗМІСТ

Перелік скорочень	9
Вступ.....	10
1 Одержання і дослідження властивостей конічних острівців та масиву конічних острівців на діелектричній підкладці	12
1.1 Виготовлення металевих острівців на підкладці методом колоїдної літографії.....	12
1.2 Оптичні властивості острівців конічної форми	20
1.3 Використання масиву конічних острівців в якості чутливого елемента датчика на поверхневому плазмонному резонансі.....	27
2 Оптичні явища в конічних металевих наноострівцях.....	35
2.1 Постановка задачі	35
2.2 Фактори деполяризації та ефективне аспектне відношення	37
2.3 Розрахунок діагональних компонентів тензора провідності.....	40
2.4 Результати розрахунків та їх обговорення	46
Висновки	55
Перелік джерел посилання.....	56

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

SPP (Surface Plasmon Polariton) – Поверхневий плазмонний поляритон

LSPR (Localized Surface Plasmon Resonance) Локалізований поверхневий плазмонний резонанс

NPs (Nanoparticles) Наночастинки

SPR (Surface Plasmon Resonance) Поверхневий плазмонний резонанс

PATP (Para-Aminothiophenol) Пара-амінотіофенол

SEM (Scanning Electron Microscopy) Скануюча електронна мікроскопія

FDTD (Finite-Difference Time-Domain) Метод кінцевих різниць у часовій області

ВСТУП

В останні роки з розвитком нанооптики та фотоніки дослідження поверхневих плазмонів (ПП) мікро-/нанофункціональних структур здобуло широке визнання, оскільки вони широко використовуються у таких галузях, як підвищення пропускання, підвищення флуоресценції, як матеріали з від'ємним показником заломлення та оптичні хвильоводи. Знайдено, що коли світлова хвиля падає на поверхню металевої мікро-/наноструктури, сильно збуджені ПП можуть бути збуджені на межі метал/середовище, щоб значно змінити відбиттєві характеристики поверхні металу, підвищити локальне ближньопольове світлове колювання поверхні металу та модулювати хвильове поле резонансу поверхні. Колективні колювання провідних електронів у металевих наноструктурах відомі як резонанс поверхневих плазмонів (RPP). Розмір, форма і структура наноструктур, а також діелектричні характеристики зовнішнього середовища значно впливають на положення та інтенсивність RPP. Плазмонні металеві наноструктури можуть бути використані для створення оптичних сенсорів через їх широкий спектр факторів відгуку. Таким чином, використання плазмонно-підсилених оптичних сенсорів для виявлення аналітів у біологічній діагностиці, національній безпеці, безпеці харчових продуктів та контролі за довкіллям зростає. Дослідження в галузі хімії, біохімії та біомедицини широко використовують технології датчиків на основі SP. Плазмонні поляритони (SPP) та локалізований RPP (LSPR) є двома різними типами SP. SPP - це колювання заряду, які поширюються на поверхні тонких металевих листів. SPP не можуть бути збуджені вільним простором радіацією, а замість цього їх слід збуджувати за допомогою відповідності імпульсу, такої як періодичність в наноструктурі. Показник заломлення оточуючого середовища модулює SPP, перетворюючи сигнал з датчика. На відміну від SPP, LSPR відбувається, коли розміри металевої наноструктури менше довжини хвилі вхідного світла, що викликає колективне, але не поширене колювання поверхневих електронів. LSPR забезпечує основу

для колориметричних плазмонних датчиків, оскільки він сильно залежить від показника заломлення оточуючого середовища. LSPR надає основу для колориметричних плазмонних датчиків, оскільки він високо залежить від показника заломлення оточуючого середовища.

Наноструктурні матеріали та архітектура дозволяють налаштовувати LSPR та SPP, що відкриває широкий спектр варіантів дизайну для плазмонно-підсилених датчиків. Недавно були зроблені деякі зусилля для плазмонно-підсилених оптичних датчиків. Багато металевих мікро-/наноструктур, таких як трикутні нанопризми, нанопористі масиви, нанокризові масиви, золоті наностержні та інші, були синтезовані та вивчені. Однак існує небагато звітів про інтегрування металевих наночастинок та металевих мікро-/наноструктурних масивів, що буде корисним для вивчення ефектів як LSPR металевих наночастинок, так і SPP металевих мікро-/наноструктурних масивів одночасно. Майбутні плазмонно-підсилені датчики будуть успішними, якщо плазмонні матеріали та архітектури будуть добре розроблені, а нові техніки виготовлення відкриті. Таким чином, введення нових процесів для виготовлення плазмонних матеріалів та архітектур з використанням металевих наночастинок та металевих мікро-/наноструктурних масивів є важливим.

1 ОДЕРЖАННЯ І ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ КОНІЧНИХ ОСТРІВЦІВ ТА МАСИВУ КОНІЧНИХ ОСТРІВЦІВ НА ДИЕЛЕКТРИЧНІЙ ПІДКЛАДЦІ

1.1 Виготовлення металевих острівців на підкладці методом колоїдної літографії

Металеві острівці мають унікальні оптичні та електричні властивості, що робить їх привабливими для застосування у різних технологіях, таких як поверхневий плазмонний резонанс, сенсори та елементи електроніки.

Колоїдна літографія базується на самозбірці колоїдних частинок на поверхні підкладки, що дозволяє створювати періодичні масиви нанорозмірних структур. Процес включає декілька етапів: підготовка підкладки, самозбірка колоїдних частинок, травлення або осадження металу, та видалення колоїдних частинок.

Основні етапи процесу:

1. Підготовка підкладки: очищення та модифікація поверхні для забезпечення адгезії колоїдних частинок.
2. Самозбірка колоїдних частинок: використання розчину колоїдних частинок для утворення моношару на підкладці.
3. Травлення або осадження металу: нанесення металу на підкладку з колоїдними частинками.
4. Видалення колоїдних частинок: очищення поверхні від колоїдних частинок для отримання нанорозмірних острівців.

Розширимо золоті порожні мікроконуси до одного інтегрованого плівкового матеріалу, метою якого є досягнення керованого приводу та руху плівки в макроскопічному полі, керованому ближнім інфрачервоним світлом.

Плівки з добре впорядкованим масивом золотих порожніх мікроконусів (AuHMA) виготовляються на основі колоїдної літографії. Золоті порожні мікроконуси виступають як приводні блоки, що дозволяють ефективно перетворювати фототермальну енергію при ІЧ-опроміненні, що призводить до плазмонного нагрівання. Це збільшує температуру рідини всередині порожніх

мікроконусів, а отже, спричиняє утворення бульбашок і теплообмін для приведення в рух плаваючо-занурювальних рухів плівки AuHMA в рідині. Плівка AuHMA має високу структурну цілісність і відмінну властивість повторюваних рухів, рухи плаваючо-занурювання вертикального циклу є оборотними принаймні 60 разів. Крім того, різноманітні колективні рухи, включаючи згин, опуклий і схожий на медузу плаваючі рухи в рідині, реалізовані за рахунок налаштування положень ІЧ-випромінювання відносно плівки AuHMA з різними розмірами і формами (наприклад, прямокутні і хрестоподібні). Більше того, плівка AuHMA може діяти як міцний мотор, що приводить в рух пінопластову конструкцію більше ніж на 57 разів власної ваги при опроміненні ІЧ-випромінюванням. Наше дослідження надає нову стратегію для прямої інтеграції мікро/наномоторів в один монолітний пристрій, рухи якого в рідині можуть бути віддалено керовані за допомогою розумних матеріалів.[1-6] Ці нові інтегровані мікро/наномотори відкривають нові можливості для фототермальних моторів, прокладаючи шлях для розвитку наступного покоління безвідходних розумних пристроїв та м'якої робототехніки для біомедичних та екологічних застосувань.[7-10] Повторно промивали мілі-Кю водою ($18,2 \text{ M}\Omega \cdot \text{cm}$) та етанолом, і нарешті висушували за допомогою потоку N_2 .

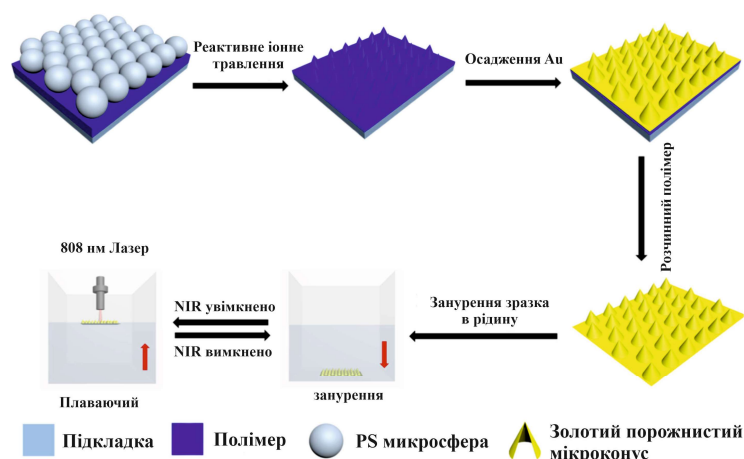


Рисунок 1.1 – Схематичне зображення процесу виготовлення та руху плавання-занурення плівки AuHMA

Спочатку на кремнієвий підложку була нанесена шар фоторезисту, а потім шар мікросфер PS у вигляді гексагональної кристалічної упаковки був переданий на поверхні фоторезисту за допомогою інтерфейсного методу. Потім було проведено реактивне іонне травлення, щоб повністю травити мікросфери, що призвело до утворення фоторезисту з періодичним масивом мікроконусів. Наступний, золотий шар вертикально наносився на підложку. Пізніше плівка AuHMA була отримана шляхом занурення зразка в етанол для видалення фоторезистної плівки між золотим шаром і підложкою. Завершальним етапом було помістити плівку AuHMA в кювету з етанолом; плівка опускалася на дно кювети. Потім плівка AuHMA плавала на поверхні рідини під впливом ІЧ-освітлення.

Виготовлення плівок (рис. 1.1). На кремнієвий підклад нанесено шар фоторезисту (AZ4620) методом розпилення та нагріто при 100 °C протягом 2 хвилин для формування плоскої плівки. Потім поверхню плівки оброблено кисневою плазмою для надання гідрофільності. Наступною кроком було відкладення мономолекулярного шару мікросфер PS (5 μm) на підготовлений підклад за встановленим інтерфейсним методом.[11] Для виконання реактивного іонного травлення кисневими іонами була використана система ICP-RIE DSE200S протягом 420 с, що виключило мікросфери PS і сформувало мікроконусний масив фоторезисту з середньою висотою приблизно $\sim 4,88 \mu\text{m}$. Процедура травлення проводилася при тиску 20 мТорр, швидкості потоку 100 $\text{cm}^3/\text{хв}$, потужності RF джерела джерела 300 Вт та потужності RF Bis 100 Вт. Після цього зразки вертикально відкладено шаром Au (99,99%) товщиною 300 нм. AZ4620 було змито етанолом, що в результаті призвело до утворення плівки AuHMA.

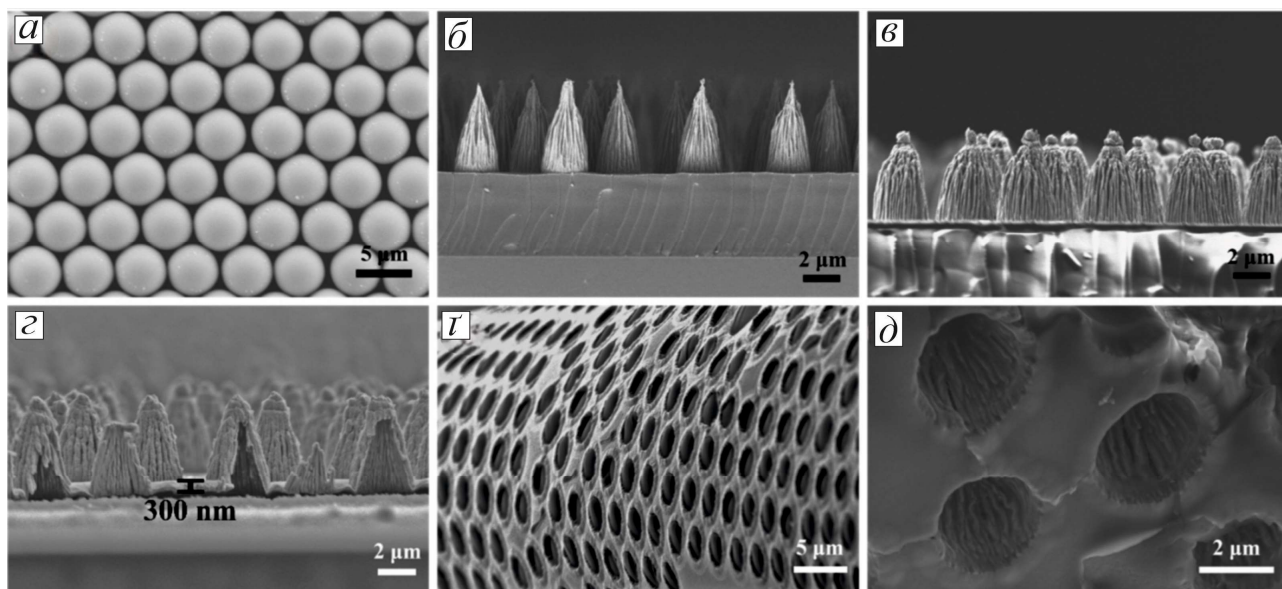
Для виготовлення плівок AuHMA з квадратною або прямокутною формою початковий кремнієвий підклад був попередньо вирізаний у відповідні форми, за якими слідував описаний вище процес виготовлення. Таким чином, підготовлені плівки AuHMA мали форми, ідентичні формам підкладки. Крім того, плівка AuHMA з хрестоподібною формою була виготовлена шляхом склеювання двох

прямокутних форм.[11]

Виготовлення плівки AuHMA. Плівку AuHMA, яка забезпечує програмований рух під впливом ІЧ-випромінювання, було виготовлено на основі колоїдної літографії (рис. 1.1) [12,13]. Коротко кажучи, гексагонально упаковані полістиролові (PS) мікросфери з діаметром 5 мкм були перенесені на поверхню кремнієвої підкладки з шаром фоторезисту за допомогою міжфазного методу (рис. 1.2, а), які були використані як маска для травлення фоторезистової плівки. Потім було виконано реактивне іонне травлення (RIE). Зі збільшенням часу травлення діаметри PS мікросфер поступово зменшувалися. Після того, як маска PS була повністю видалена, синхронний процес травлення фоторезисту призвів до періодично розташованих мікроконусів з середньою висотою приблизно 4,88 мкм та середнім діаметром основи приблизно 2,85 мкм (рис. 1.2, б). Замість гладкої поверхні на цих мікроконусах були видимі поверхневі жолобки. Далі, на підкладку вертикально осаджувалася шар золотої плівки товщиною 300 нм шляхом розпилення, щоб повністю покрити мікроконуси фоторезисту, що призвело до цілих і добре збережених структур золотих мікроконусів (рис. 1.2, в). Після цього отримані зразки занурювалися в етанол для видалення фоторезистної плівки між Au плівкою та кремнієвою підкладкою, де плівка Au була вивільнена. Отримана плівка Au має добре впорядковану морфологію масиву мікроконусів (Рисунок 1.2), структура якої є гнучкою та однорідною на великій площі (Рисунок 1.2г). Зокрема, ракетоподібні порожнисті структури золотих мікроконусів можна було чітко спостерігати на зображенні скануючого електронного мікроскопа (SEM) з великим збільшенням (рис. 1.2, г), що підтверджує успішне утворення плівки AuHMA з інтегрованою та монолітною структурою.

Морфологію та структуру готових плівок характеризували за допомогою скануючого електронного мікроскопа з полевийною емісією (SEM, Sigma, Carl Zeiss, Німеччина). Всі зразки для характеристики за SEM були покриті тонкими шарами золота. Фотографії та відеоролики руху плівок AuHMA записували за допомогою цифрової камери (Canon, EOS Kiss X4). Відбиткові спектри плівок

AuHMA реєстрували за допомогою оптичного мікроскопа (Nikon Ni-U, Японія) та волоконного спектрометра (HR 2000+, Ocean Optics). Інфрачервоні теплові зображення записували за допомогою інфрачервоного термометра (NEC R300SR). Плівки AuHMA піддавались опроміненню інфрачервоним лазером з довжиною хвилі 808 нм (5 Вт, Nanjing Laichuang Laser Technology Co., Ltd.).



a - гексагонально упаковані мікросфери PS з діаметром 5 мкм.

б - мікросфери PS використовувалися як маска, для повного травлення мікросфер використовувалося реактивне іонне травлення, що призвело до утворення періодичного масиву мікроконусів з висотою 4,88 мкм і діаметром основи 2,85 мкм.

в - Золотий шар з товщиною 300 нм вертикально наносився на полімерний масив мікроконусів.

з—д - Зразок занурювався в етанол для видалення фоторезистної плівки між Au-плівкою та підложкою, що дозволило звільнити плівку AuHMA з добре визначеною рівномірною порожнистою структурою мікроконусів на великій площі.

Рисунок 1.2 – Морфологія процесу виготовлення плівки AuHMA характеризується за допомогою скануючого електронного мікроскопа (SEM)

Плівку AuHMA з певною геометрією розміщували на дні кювети, заповненої рідиною (зазвичай етанолом), яка була утримувалася плоскою та прямою. Лазерний промінь вертикально опромінювався на зразок. Для квадратних і прямокутних плівок AuHMA відстань між інфрачервоним лазером та плівкою, яка мала бути опромінена, становила 1,0 см. Щодо плівки AuHMA з хрестоподібною формою, відстань між інфрачервоним лазером та плівкою, яка мала бути опромінена, становила 0,8 см.

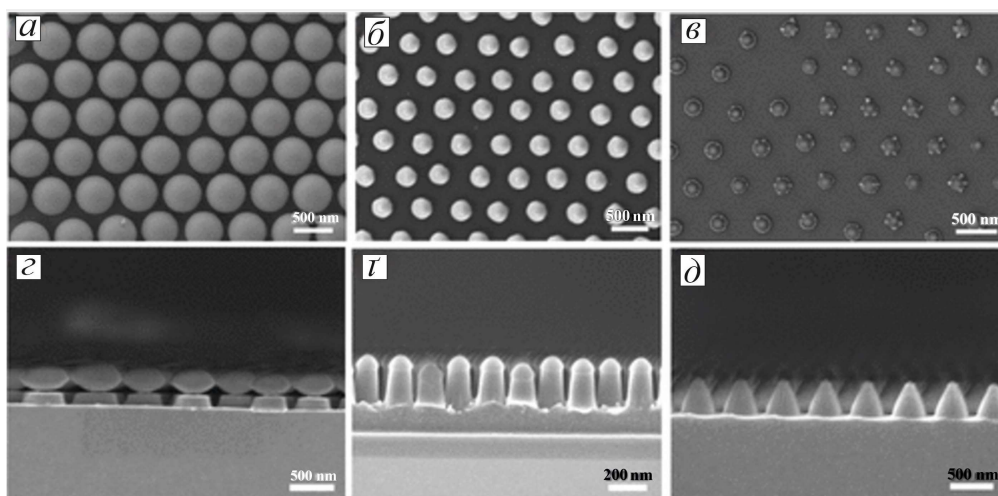
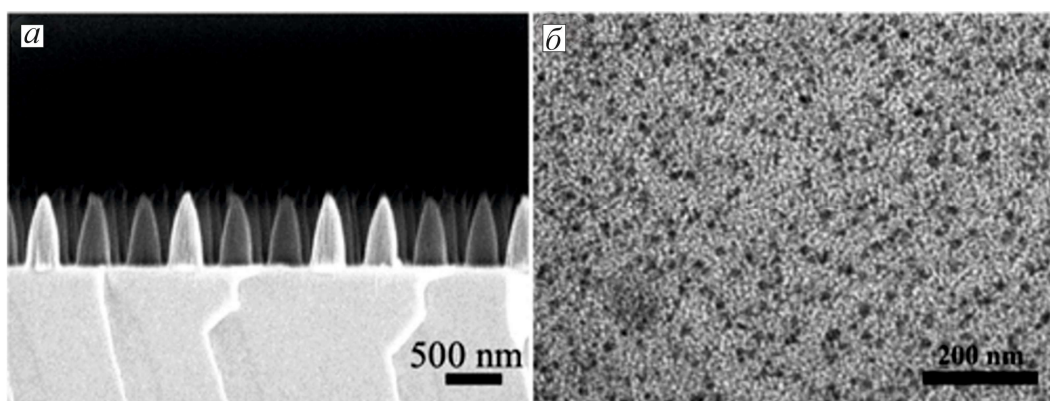


Рисунок 1.3 – Морфологічна характеристика процесу травлення



a – SEM-зображення масиву наноконусів PAA, вбудованого Ag NPs;

б – ПЕМ зображення НЧ Ag.

Рисунок 1.4 – Мікроскопічні зображення масиву наноконусів

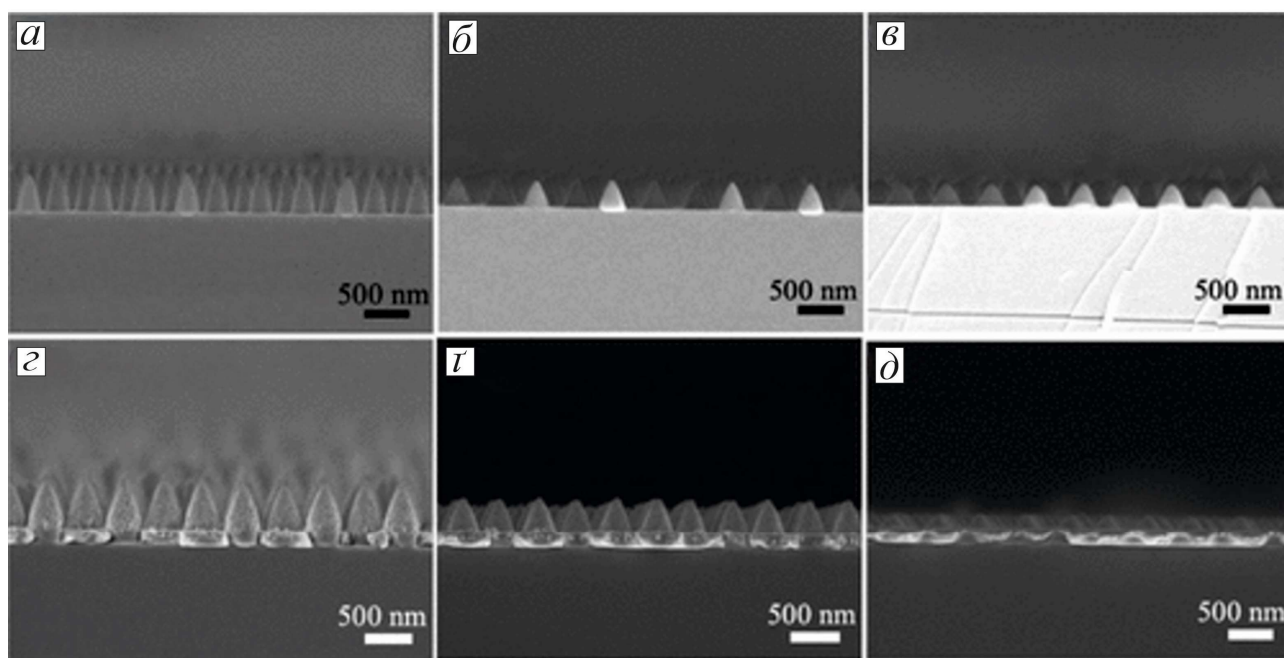
Масив полімерних наноконів був створений за допомогою високоточних колоїдних літографічних методів.[14-16] Коротко, за допомогою міжфазного методу гексагонально щільно упаковані PS наносфери діаметром 500 нм наносили на поверхню кремнієвої підкладки з шаром PAA (рис. 1.5, *a*). Діаметр PS наносфери становить близько 500 нм. Далі проводили процедуру RIE (рис. 1.5, *в*). Глибина витравленої плівки PAA поступово збільшується зі збільшенням тривалості травлення.

Відкриту плівку PAA вибірково видаляє RIE, і діаметр наносфери поступово зменшується. Після повного видалення PS наносфери PAA зазнає синхронного травлення, що призводить до утворення періодичних наноконічних структур. На (рисунок 1.3) показано відповідну морфологічну характеристику процесу травлення. Фотографії процесу травлення, зроблені за допомогою скануючої електронної мікроскопії (SEM), представлені на (рисунок 1.3а–в) у вигляді зверху і на рисунок (1.3г–д) у поперечному перерізі. Ці результати свідчать про успішне виготовлення масиву наноконів PAA.

Виготовлення наночастинок Ag здійснювалося з використанням наноконів PAA як матриці. Ag^+ проникали в набряклу мережу PAA завдяки іонному обміну з H^+ у набряклій полімерній мережі, коли PAA рівноважувалася у водному розчині AgNO_3 . Надалі УФ-опромінення призводило до утворення Ag НЧ (рис. 1.4, *a*) [17,18]. Оскільки на рис. 1.4, *a* важко ідентифікувати Ag НЧ, композитні плівки Ag НЧ/PAA були виготовлені за описаною вище процедурою, щоб підтвердити наявність Ag НЧ всередині наноконусів. Ag НЧ були утворені із середнім діаметром близько 5 нм, як показано на фотографії TEM (рис. 1.4, *б*) і вузьким розподілом розмірів, що свідчить про наявність Ag НЧ всередині наноконів. Суцільні та добре збережені срібні наноконічні структури були отримані шляхом напилення шару срібної плівки товщиною 100 нм на попередньо виготовлений масив наноконів PAA/Ag НЧ (рис. 1.5, *з*). В результаті був створений масив Ag наноконусів з Ag НЧ.

Зберігаючи постійну ґратку на рівні 500 нм, ми створили масиви наноконусів з різною висотою та діаметром основи, регулюючи час травлення

колоїдних масок. На рисунку 1.6 показана послідовність поперечних перерізів масивів наноконусів до та після нанесення срібла, що демонструє масштабну, дуже успішну продукцію. На рис. 1.5, *а–в* показані SEM-зображення масивів наноконусів із середньою висотою приблизно 560, 350 і 230 нм і середнім діаметром основи приблизно 380, 350 і 330 нм відповідно. Співвідношення сторін цих сформованих наноконусів складає 1.47, 1 і 0.69 відповідно. На рисунках 1.5г–д представлені масиви Ag наноконусів, що містять Ag НЧ. Товщина нанесеної срібної плівки зазвичай становить близько 100 нм. Згаданий вище метод продемонстрував хорошу застосовність для конструювання структур масивів наноконусів з різними параметрами.

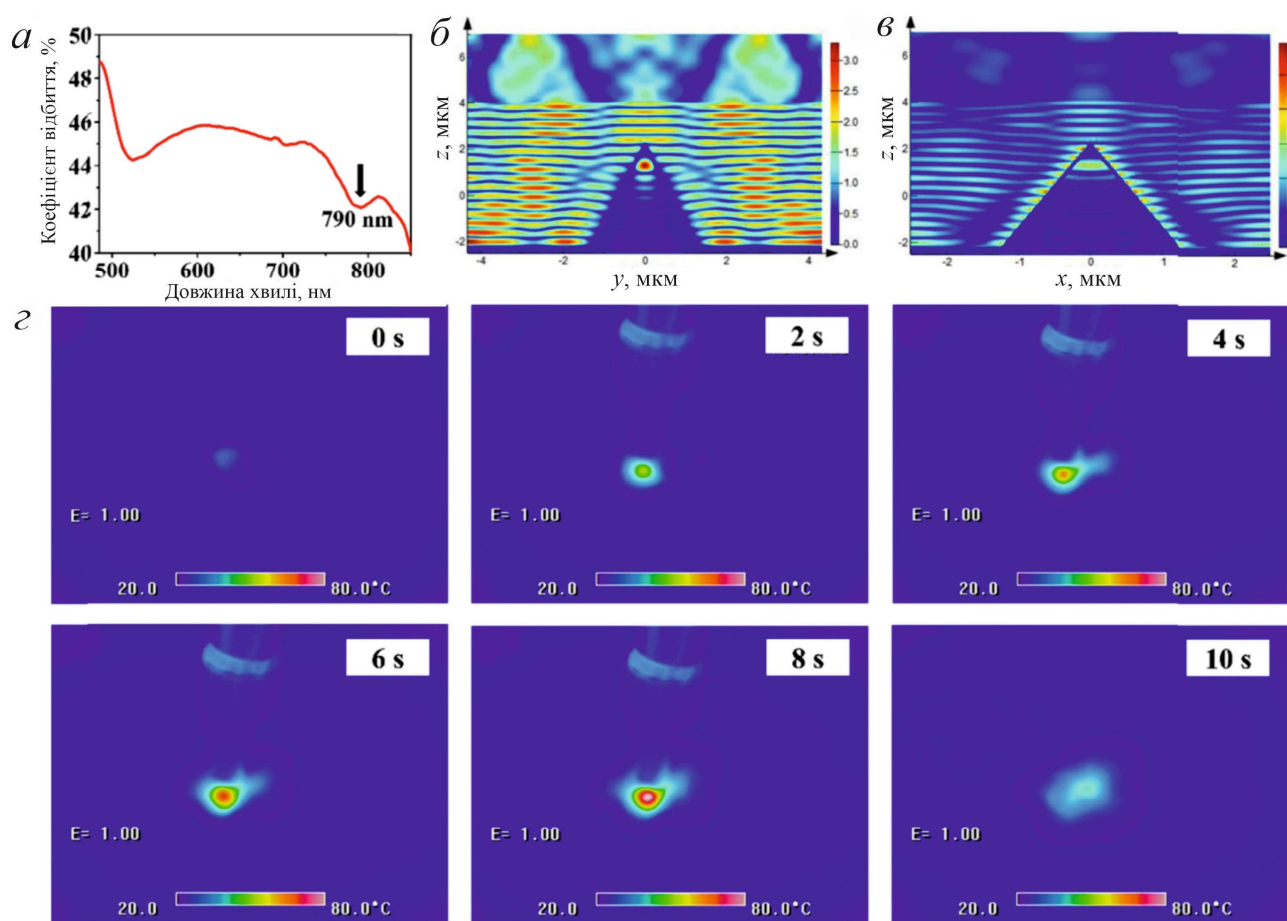


(*а–в*) до та (*г–д*) після нанесення срібла. Співвідношення сторін наноконів становить 1.47 (*а, г*), 1 (*б, г*) та 0.69 (*в, г*).

Рисунок 1.5 — Зображення масивів наноконусів, отримані за допомогою скануючої електронної мікроскопії (SEM)

1.2 Оптичні властивості острівців конічної форми

Для демонстрації плазмонного нагрівання отриманої плівки AuHMA спочатку вивчали її властивості поверхневого плазмонного резонансу. Як показано на рисунку 1.5 а, спектр відбиття плівки AuHMA має два виразних ярлики. Ярлик при 524 нм приписується золотим наночастинкам, які утворилися під час нанесення золота. Характерний ярлик при 790 нм приписується порожній мікроконусної структурі. Для кращого розуміння оптичних властивостей плівки AuHMA в ІЧ області були виконані симуляції методом скінченних різниць у часі (FDTD) для розподілу електричного поля. Результати показують, що електричні поля переважно зосереджені в області вершини порожнього золотого мікроконусу (рисунок 1.5,б,в), який утворюється за допомогою золотої порожньої мікроконусної структури. Діаграма розподілу поля порожнього золотого мікроконусу відповідає розподілу температури, що свідчить про те, що температура збільшується біля вершини мікроконуса. Для підтвердження плазмонного нагрівання плівки AuHMA під час ІЧ опромінення були зняті інфрачервоні зображення за допомогою інфрачервоного теплового іміджингу, а детальні зміни температури плівки AuHMA, зануреної в рідину при впливі ІЧ лазерного променю, були зображені на карті (рис. 1.5, г).



a – спектр відбиття плівки AuНМА;

б, в – діаграма розподілу поля AuНМА за допомогою симуляції FDTD.

Нормалізований розподіл електричного поля навколо мікроконусів
порожнистого масиву при довжині хвилі 790 нм;

z – інфрачервоні теплові зображення плівки AuНМА з ІЧ-освітленням включено і виключено. Зміна температури плівки AuНМА при опроміненні лазером (808 нм, відстань між джерелом ІЧ-світла та плівкою - 1,0 см), температура досягає 80 °С за 8 с, а потім падає до 30 °С за 2 с після вимкнення ІЧ-світла (швидке охолодження)

Рисунок 1.6 – Оптичні властивості плівки AuНМА

Температура в місці освітлення збільшується зі збільшенням часу опромінення, досягаючи 80 °С протягом 8 с, а потім падає до 30 °С після

видалення ІЧ світла. У порівнянні з тим, зміна температури плоскої золотої плівки за тих самих умов є незначною, оскільки температура плівки досягає лише 35 °C протягом 8 с ІЧ опромінення, що додатково підтверджує вирішальну роль AuНМА в плазмонному нагріванні. Відмінні фототермальні властивості AuНМА роблять плівку AuНМА перспективною для того щоб реалізувати керовані рухи, викликані ІЧ світлом.

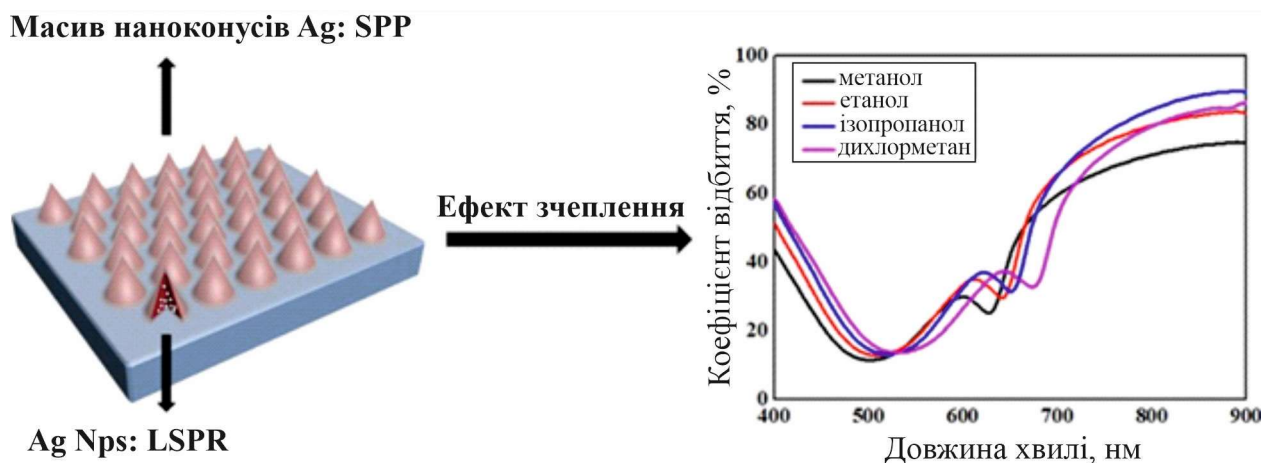


Рисунок 1.7 – Ag наноконусна ґратка, вбудована в Ag наночастинки і сенсорні застосування

Колоїдна літографія використовується для розробки та створення високопродуктивного плазмонного датчика на основі наноконусу Ag масиви, вбудовані в НЧ Ag. Поверхневий плазмонний поляритон (SPP) масиву наноконусів Ag і локалізований поверхневий плазмон резонанс (LSPR) НЧ Ag всередині наноконусів може з'єднувати падаючі фотони. Гострі спади відбиття значні покращується шляхом з'єднання SPP і LSPR, що стає можливим завдяки ретельному налаштуванню розмірів наноконусів. Максимально збільшити лінію форма та чутливість, інші геометричні фактори, такі як товщина шару срібла та розмір НЧ Ag, змінюються. Кінцево-різничні обчислення в часовій області підтверджують ці гіпотези та експериментальні результати (рис 1.7).

Симуляції електромагнітного поля проводилися за допомогою комерційної

програми (FDTD Solutions v8.6.3, Lumerical Solutions Inc.) з використанням ідентичних структурних характеристик, отриманих з експериментальних зразків. Структури активувались площинною хвилею одиничної величини, яка інцидентно рухалася в напрямку z , поляризованою вздовж осі x . Оптичні характеристики Ag були знайдені за допомогою мануалу Джонсона та Крісті.

Після досліджень структурної характеристики проводилися оптичні вимірювання. Спектри відбивання були отримані з масиву наноконів, вбудованих з Ag НЧ, масиву Ag наноконів та масиву Ag наноконів, вбудованих з Ag НЧ, використовуючи конфігурацію з нормальним падінням. Спостережувані спектри відбивання для масиву наноконів РАА з вбудованими Ag НЧ і масиву Ag наноконів з тією ж середньою товщиною (100 нм) показані на рисунку S3. Спектр відбиття масиву наноконів з вбудованими Ag НЧ має характерні провали при ~ 420 нм, що утворюються від LSPR Ag НЧ. SPP масиву Ag наноконів відповідає за характерні виділені провали в спектрі відбиття масиву Ag наноконів при ~ 500 нм. Відбиткові спектри масиву наноконів Ag, вбудованих з наночастинками Ag (рис. 1.8a), показують кілька виразних особливостей залежно від різних співвідношень сторін. Однак всі вони мають два окремі виразні провали, і ці два провали знаходяться в межах 420-500 нм. Тому ми вважаємо, що провали на ~ 420 нм обумовлені наночастинками Ag всередині наноконів, а характерні провали на ~ 500 нм обумовлені масивами наноконів Ag. Відбиткові спектри масиву наноконів Ag, вбудованих з наночастинками Ag, виникають завдяки високій ефективності зв'язку LSPR наночастинок Ag всередині наноконів та SPP масиву наноконів Ag. Важливо, що спектри показують, як співвідношення сторін впливає на виразні провали.

Коли співвідношення сторін наноконів становить 1.47, провали на ~ 500 нм більш виражені, ніж провали на ~ 420 нм. Масив наноконів Ag має більший вплив на спектр, ніж наночастинки Ag всередині наноконів. Однак, коли співвідношення сторін наноконів становить 0.69, провали на ~ 420 нм більш виражені, ніж провали на ~ 500 нм. Наночастинки Ag всередині наноконів мають більший вплив на спектр, ніж масив наноконів Ag. Однак, коли співвідношення

сторін наноконів становить 1, різниці між провалами на ~ 500 нм і провалами на ~ 420 нм майже немає. Іншими словами, вплив масиву наноконів Ag на спектр поступово зростає зі збільшенням співвідношення сторін наноконів. На довжинах хвиль близько 500 нм також можна побачити дві унікальні характеристики еволюції спектра. Довжина хвилі синього змінюється зі збільшенням розміру наноконів, а провали стають гострішими.

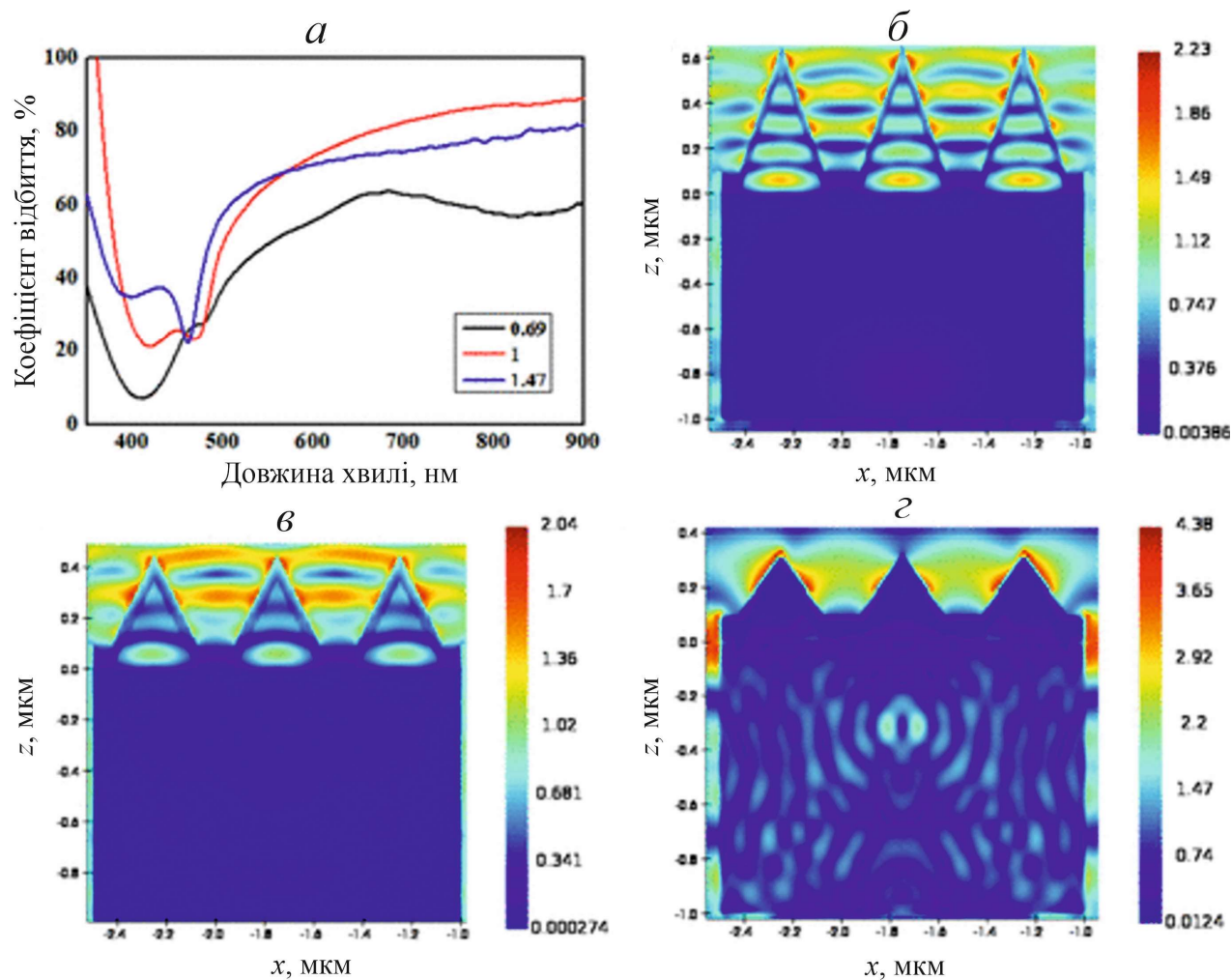
FDTD-симуляції масивів наноконів Ag з різними співвідношеннями сторін для розподілу електричного поля були проведені для кращого ілюстрування загальної тенденції еволюції. Як показано на рисунках 1.8б-г, результати свідчать про те, що область кінчика наноконів Ag домінує електричними полями, з рис. 1.8, б, в показано значну ефективність зв'язку, але не на рисунку 1.8г. Цей результат симуляції далі пояснив різницю у вищезгаданих спектрах наноконів з різними співвідношеннями сторін.

Після цього були виміряні спектри відбиття зразків, занурених у різні розчинники, для вивчення чутливості до показника заломлення (RI). На рисунках 1.9А-В показані спектри відбиття масиву наноконів Ag, вбудованих з наночастинками Ag, занурених у розчинники з різним RI. Результати показують, що лівий провал (LSPR наночастинок Ag) і правий провал (SPP масиву наноконів Ag) всі зміщуються, залишаючись однаковими за гостротою. Далі, на рисунках 1.9г, д показано зміщення довжини хвиль для масиву наноконів Ag (три різні співвідношення сторін), вбудованих з наночастинками Ag, як функція показника заломлення розчинника. Зміщення довжини хвиль показує, де знаходиться довжина хвилі провалу щодо повітря у розчиннику. Зразки зі співвідношеннями сторін 0.69 і 1 показують точні лінійні зв'язки між зміщенням провалу і показником заломлення для лівого провалу (рисунок 1.9г).

Інші моделі з різними співвідношеннями сторін показують різні взаємозв'язки. Зразки зі співвідношенням сторін 1.47 не мають лінійних взаємозв'язків між зміщенням провалу і показником заломлення. Зразки зі співвідношеннями сторін 1 і 1.47 показують ідеальні лінійні кореляції між зміщенням провалу і показником заломлення для правого провалу. Моделі зі

співвідношенням сторін 0.69 не мають лінійних взаємозв'язків між зміщенням провалу і показником заломлення (рисунок 1.9г). Вищезазначені експериментальні дані узгоджуються з результатами симуляцій (рисунок 1.8). Ліві провали виникають через LSPR наночастинок Ag, а праві - через SPP масиву наноконів Ag. Крім того, RIS тісно пов'язаний зі співвідношенням сторін наноконів. Коли масив наноконів має співвідношення сторін ≤ 1 , наночастинки Ag всередині наноконів відіграють основну роль у відбиткових спектрах. Коли масив наноконів має співвідношення сторін ≥ 1 , масиви наноконів Ag відіграють основну роль у відбиткових спектрах. Це дослідження отримує ідеальний RIS для масиву наноконів зі співвідношенням сторін 1. Ліве зміщення провалу (LSPR наночастинок Ag) і праве зміщення провалу (SPP масиву наноконів Ag) обидва показують ідеальні лінійні взаємозв'язки з показником заломлення. Ця приваблива властивість може забезпечити платформу для високопродуктивного сенсора.

Для перевірки надійності результатів дослідження. Для експериментального вивчення поліпшення сигналу ми отримали спектри SERS на масиві наноконів Ag, вбудованих з наночастинками Ag, для трьох різних співвідношень сторін наноконів. РАТР, нерезонансна хімічна речовина, була обрана як аналізатор, оскільки вона може самозбиратися в моношар на поверхнях срібної плівки. Самозібраний моношар молекул РАТР, які були покриті на масив наноконів Ag, вбудованих з наночастинками Ag, для трьох різних співвідношень сторін наноконів через хемосорбцію. Спектри SERS у діапазоні 800-1800 cm^{-1} . Випромінений лазер був неполяризованим і мав довжину хвилі 633 нм. У спектрах РАТР можна знайти численні смуги низької інтенсивності, крім двох виразних смуг, зосереджених на 1077 і 1590 cm^{-1} , які легко розрізняються. З цих спостережень ми робимо висновок, що максимум на співвідношенні сторін становить 1 через високий ефект зв'язку масиву наноконів Ag і LSPR наночастинок Ag всередині наноконів, відповідно до вищезгаданих симуляцій та експериментів.



а - Спектри відбиття масиву наноконів, вбудованих із Ag НЧ для трьох різних співвідношень сторін наноконів: 0.69, 1 та 1.47. Діаграма розподілу поля масивів срібних наноконів із співвідношенням сторін 1.47

б, в та 0.69 г на відповідній довжині хвилі провалу, використовуючи FDTD-симуляцію. Структури були змодельовані за допомогою регулярно інцидентної плоскої хвилі одиничної величини, яка була поляризована вздовж осі x і рухалася у напрямку z .

Рисунок 1.8 – Діаграма розподілу поля масивів срібних наноконусів із співвідношенням сторін

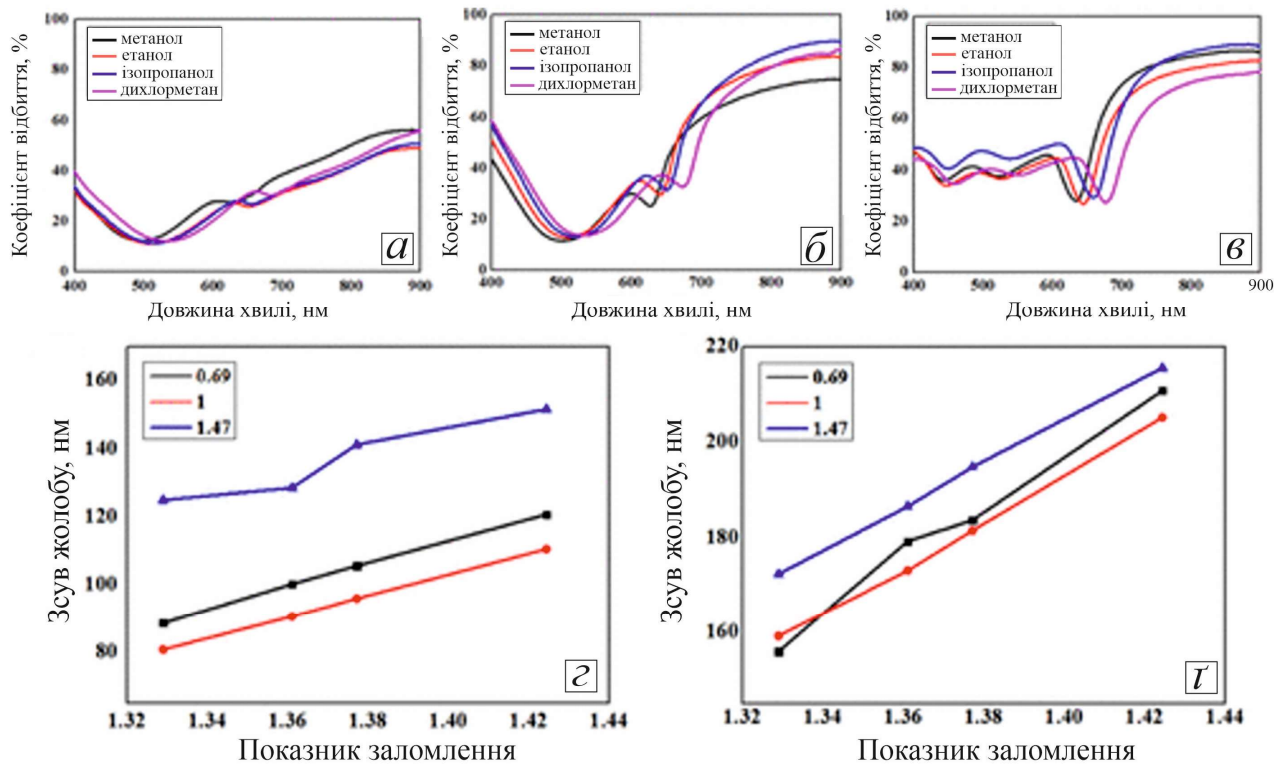


Рисунок 1.9 - Спектри відбивання масиву наноконусів Ag із вбудованими НЧ
Ag

Під час занурення в розчинники з різними RI.

1.3 Використання масиву конічних острівців в якості чутливого елементу датчика на поверхневому плазмонному резонансі

Резонанси передачі виникають в результаті спряження та взаємодії ЛПП і ППП. Підхід полягав у розробці структури з підсиленням електричним полем поблизу кожної нанодірки шляхом включення динамічного узгодження ПП і однієї плоскої металеві поверхні. Ми виготовили тривимірну металеву наноструктуру, що складається з МНД у золотій плівці з підкладною порожниною, що містить масив золотих наноконів (МЗН) на її дні. МЗН був відповідальним за створення сильних ЛПП взаємодій між кожною нанодіркою та наноконем, а також забезпечення спряження між ППП і ЛПП МНД і МЗН

відповідно.

Для визначення властивостей резонансу передачі структур МНД–МЗН були виконані як симуляції, так і експериментальні дослідження. Зокрема, було виготовлено та протестовано різні структури МНД–МЗН з різними геометріями як сенсори об'ємного ППР. Структури МНД–МЗН були функціоналізовані бінарною сумішшю тіолів, що закінчуються групою ОН та біотинільованих тіолів, і оцінені як молекулярні сенсори ППР для стрептавидину.

Ми використали процес електронно-променевої літографії та відривне виготовлення, щоб створити МНД у 80-нм товстій золотій плівці на підкладці з пірексу. Детальний опис методології виготовлення МНД було раніше опубліковано. До нанесення 80 нм золота та відривного процесу на підкладку за допомогою електронно-променевого напилення було випаровано 6-нм товстий шар Ті для адгезії. Після виготовлення зразок МНД занурювали в травильний розчин Ті (TFTN, Transene Company, Inc.) на 70 секунд, щоб видалити шар Ті для адгезії та створити 250-нм глибоку порожнину в підкладці з пірексу під МНД у металевій плівці. На вершину вільностоячої золотої МНД методом електронно-променевого напилення було нанесено 150-нм товсту золоту плівку, що призвело до потовщення золотого шару до 230 нм і утворення МЗН на дні порожнини. Схематичне зображення процесів виготовлення до і після нанесення золота показано на рис. 1.10(a). Ми виготовили різні тривимірні наноструктури з різними періодичностями та діаметрами отворів. Усі пристрої мали 250-нм глибоку порожнину і 150-нм високі нанокони. Нанодірки та нанокони мали періодичності від 375 нм до 550 нм з кроком 25 нм. Співвідношення загальної площі нанодірок до площі, заповненої золотом (тобто квадрату періодичності отворів), становило 0.096 для всіх тривимірних наноструктур. Найменші та найбільші діаметри отворів для тривимірних наноструктур становили 131 нм і 192 нм відповідно. Періодичності були вибрані таким чином, щоб основні резонанси передачі знаходилися між 400 нм і 850 нм для узгодження зі спектральним діапазоном установи характеристики. Площа кожного масиву становила приблизно 25 мм², і кожен масив повторювався в двовимірній сітці 7

на 7 з відстанню між суміжними масивами 10 мм для мінімізації перекриття поверхневих плазмонів. Рис. 1.10(б) показує SEM зображення структури МНД–МЗН з періодичністю 500 нм, товщиною золотого шару 230 нм, 150 нм високими золотими наноконусами та 250 нм глибокою порожниною. SEM зображення показали, що кожен нанокон був правильної круглої геометрії і мав усічену вершину. Діаметр основи кожного нанокона був подібний до діаметра нанодірки, вимірюного до нанесення 150 нм товстого шару золота. Діаметр усіченої вершини кожного нанокона становив приблизно половину діаметра основи. Діаметр усіченої вершини нанокона залежав від швидкості нанесення золота. Діаметр кожної нанодірки на верхній і нижній поверхнях золотого шару був подібний до діаметра основи кожного золотого нанокона. Крім того, діаметр нанодірки зменшувався від верхньої та нижньої поверхонь до середини золотого шару.

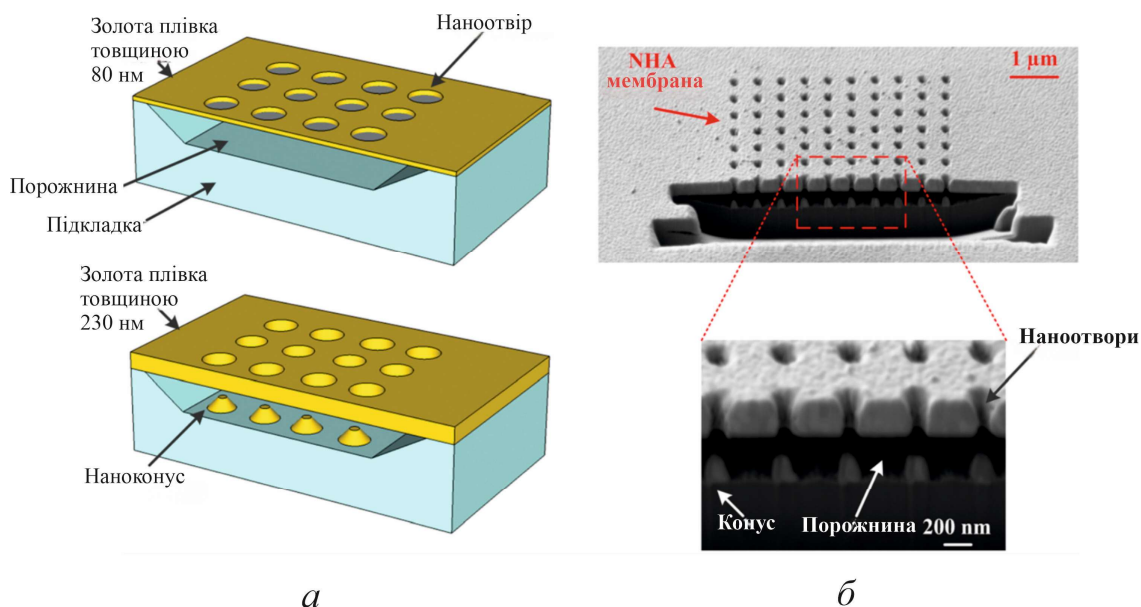


Рисунок. 1.10 — Схема масиву нанодірок (МНД) у золотій плівці з великою порожниною, витравленою в підкладці з пірексу (верхня панель).

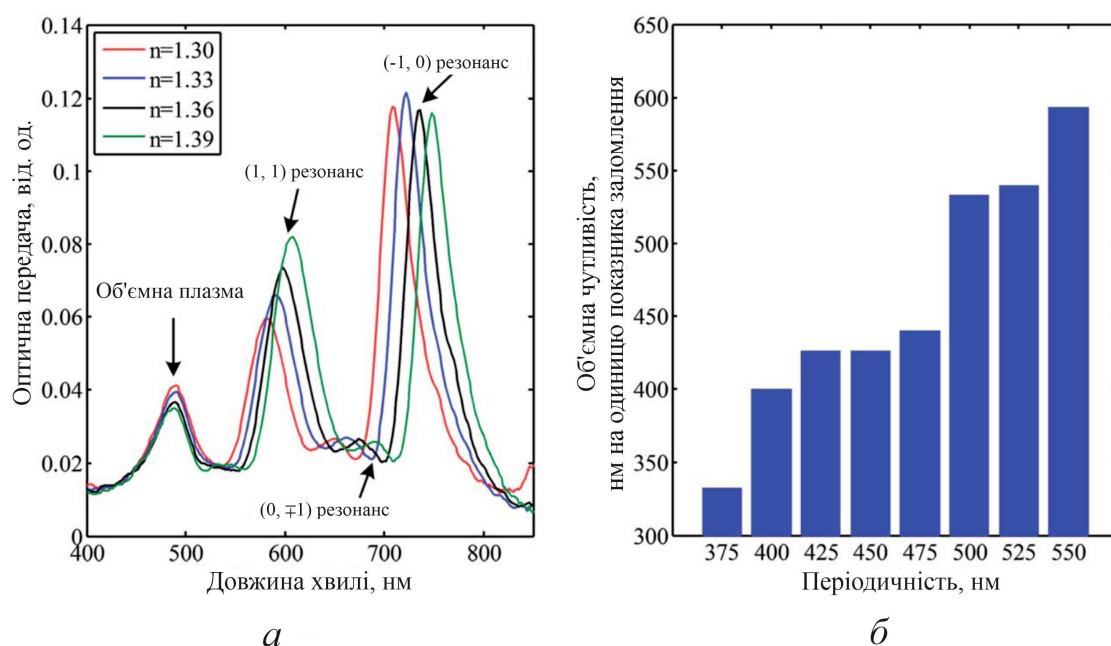
Функціоналізовані тривимірні наноструктури були оцінені у SPR датчиках стрептавідину в буфері PBS. Золоті поверхні тривимірних наноструктур були функціоналізовані за допомогою бінарної суміші тіолу з ОН-термінованим та

біотинільованим тіолом, щоб надати біотин як місця впізнавання для стрептавідину у відповідній кількості та дозволити зв'язування стрептавідину без стеричного утруднення (див. схематичну діаграму на рис. 1.12(a). Функціоналізація була досягнута, зануливши кожний пристрій в аналізуючий етаноловий розчин безводного 11-меркаптундецанола (Sigma-Aldrich, Онтаріо, Канада) та біотинільованого тіолу (NanoScience Chemicals, Фінікс, Аризона, США) протягом 24 годин для створення саморозподілених моношарів (SAM) з біотиновими молекулами. Пристрій потім був промитий етанолом і висušений азотом. Нарешті, зразок був поміщений у буфер PBS, додавали стрептавідин (Rockland Inc., PA, США). Виміри проводилися протягом 5 хвилин.

Переміщення піку резонансу $(-1, 0)$ кожного масиву тривимірних наноструктур у відповідь на 2-нМ, 20-нМ, 200-нМ, 2000-нМ та 3500-нМ стрептавідину були виміряні та показані на рис. 1.10(б). Для визначення точного положення резонансу $(-1, 0)$ з кожного спектра ми використовували гаусівське криве відповідання піку $(-1, 0)$. Усі виміри повторювалися в трьох екземплярах, і результати представлені на рис. 1.12(б) як середнє значення ± 1 стандартне відхилення (SD). Крім того, визначалися показники достовірності виявлення для кожної тривимірної наноструктури на основі середнього значення з трьох вимірювань у буфері PBS (синя суцільна лінія на рис. 1.12(б) ± 3 рази середній шум (сині пунктирні лінії на рис. 1.12(б)). Межа виявлення (LOD) тривимірної наноструктури була найнижчою виявною концентрацією стрептавідину, де було достатньо впевненості (тобто вище рівня достовірності виявлення). При розгляді всіх пристроїв пік резонансу $(-1, 0)$ зміщувався в бік червоної частини спектра зі збільшенням концентрації стрептавідину. Найбільший зсув спектрального резонансу спостерігався при збільшенні концентрації від 200 нМ до 2000 нМ. Однак розмір зсуву резонансу відповідно до стрептавідину не був стійким у всіх пристроях. Наприклад, зсув резонансу $(-1, 0)$ між базовою лінією PBS та стрептавідином у концентрації 3500 нМ був найбільшим для тривимірної наноструктури з періодичністю 375 нм. Цей ефект, можливо, був зумовлений меншими розмірами нанопор і наноконусів для структури з періодичністю 375

нм, що призвело до більш значних змін в спряженні локальних плазмонних резонансів між наноконусами та нанопорами через менший розмір нанопори і наноконуса. Однак тривимірні наноструктури з більшою періодичністю (наприклад, 500 нм і 525 нм) мали більші зсуви резонансу (-1, 0) для найнижчих концентрацій стрептавідину. Крім того, найнижча концентрація стрептавідину (2 нМ) була виявлена лише за допомогою тривимірної наноструктури з періодичністю 525 нм, де достовірність виявлення LOD була розрахована з інтервалом достовірності 95%.[22] Цей висновок підтверджує спостереження вищої чутливості бульк-SPR для пристроїв з більшою періодичністю порівняно з пристроями з меншою періодичністю.

Раніше для виявлення зв'язування стрептавідину за допомогою моніторингу спектрального зміщення SPR використовували великі звичайні НГА з періодичністю 650 нм і площею 400 мм². Середній зсув резонансу для високих концентрацій стрептавідину (20 мМ) становив від 3,5 до 4 нм. В іншому дослідженні було показано, що мультиплексоване розташування НГА, кожен з площею приблизно 40 мм² і забезпечуючий різноманітні положення резонансу, дозволяло покращити межу виявлення стрептавідину до 25 нМ за допомогою стійкого джерела світла і охолодженої камери CCD.[20] У порівнянні з цими попередніми дослідженнями, наша тривимірна наноструктура здатна виявляти стрептавідин з концентрацією в 10 разів нижче (2 нМ) без використання лазера чи охолодженої камери CCD. Тому очікується, що межа виявлення стрептавідину за допомогою нашої тривимірної наноструктури може бути знижена нижче 2 нМ за умови використання стійкого джерела світла і охолодженого детектора.



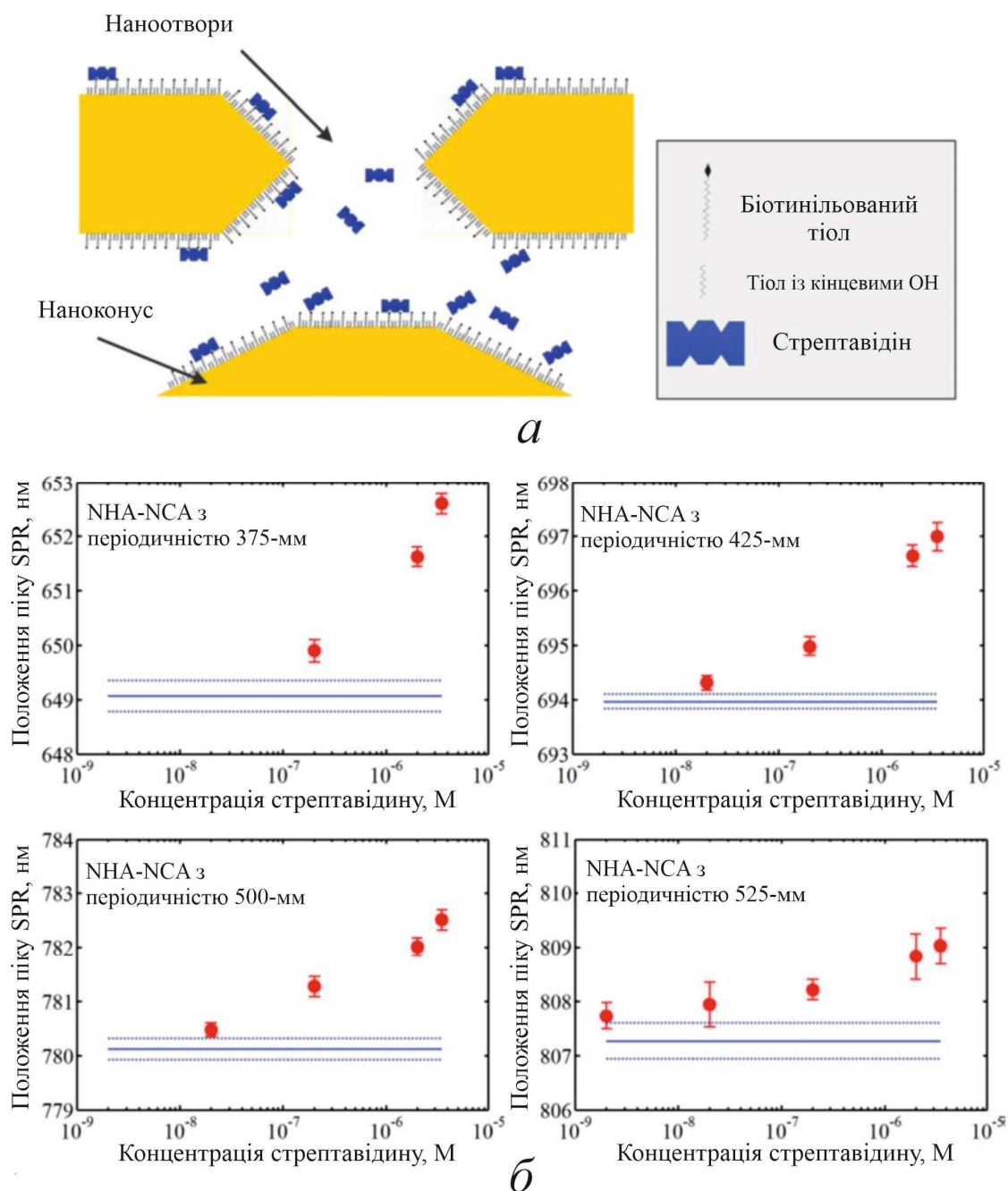
a – оптичні спектри пропускання структури NHA–NCA, взяті при розміщенні одного з чотирьох стандартів показника заломлення на верхній поверхні;
б – виміряна масова чутливість структури NHA–NCA як функція періодичності NHA та NCA.

Рисунок. 1.11 - Оптичні спектри

На основі показників масової чутливості структури NHA–NCA можна зробити висновок, що вона демонструє покращену продуктивність порівняно з традиційними NHA. Покращення продуктивності, ймовірно, зумовлене комбінацією факторів. По-перше, структура NHA–NCA користується динамічним відповіданням поверхневих плазмонів між верхньою та нижньою поверхнею золотої мембрани NHA завдяки наявності порожнини.[18] По-друге, нижня поверхня мембрани NHA має ультра-гладку металеву поверхню, що виникає внаслідок полірованої поверхні підкладки з Пірексу (з параметром шорсткості, $R_a < 15 \text{ }^\circ\text{A}$) перед травленням. Однак шорсткість верхньої поверхні NHA складала близько 1,9 нм. По-третє, високо локалізоване електричне поле між наноотвором та наноконом завдяки взаємодії з локальною поверхневою плазмою забезпечує високу чутливість цього регіону пристрою до змін

показника заломлення проміжних діелектричних матеріалів. По-четверте, у структурі NHA–NCA відсутні шари адгезії Ti , які зменшують оптичні характеристики, що призводить до вищої масової чутливості структури NHA–NCA, як це було зазначено для NHAs у попередніх дослідженнях.[21,23] Однак одним з недоліків структури NHA–NCA є менша ефективність передачі на резонансах порівняно з ефективністю передачі на резонансах традиційного NHA. За експериментальними результатами, ефективність передачі на резонансах для NHA–NCA була майже в 42 рази нижче, ніж для структури NHA до утворення NCA. Нижча передача була наслідком оптичних властивостей поглинання наноконуса, товстішого золотого плівки NHA, менших розмірів наноотворів та ефектів тіньовідбиття наноконусів на кожному падаючому наноотворі.[19]

Отже, було розроблено, виготовлено та протестовано 3D наноструктуру, що складається з металевої плівки з NHA, порожниною під NHA та NCA унизу порожнини, яка була розроблена, виготовлена та протестована через симуляції та експерименти. Експериментальні вимірювання структури NHA–NCA показали передавальні резонанси через взаємодії LSP між наноконусами та наноотворами та взаємодії SPP, пов'язані з NHA. Серія структур NHA–NCA була вивчена в масивному SPR-виявленні та виявила вищу чутливість та FOM порівняно зі звичайними NHAs. Крім того, структури NHA–NCA були використані для виявлення стрептавідину. Порівняно зі звичайними структурами NHA, одна зі структур NHA–NCA змогла надійно виявити стрептавідин до 2 нМ, що перевищує чутливість методів мультиплексного виявлення (25 нМ).[20] У майбутніх роботах може бути розроблений мультиплексований датчик SPR на основі масиву структур NHA–NCA для покращення LOD для біомолекул порівняно з методом інтеграції, використаним для оцінки структур NHA–NCA.



а - Схема нанопору та сусіднього наноконусу, що показує функціоналізовані поверхні. Молекули стрептавідину зв'язуються з біотинілованим тіолом;

б - Відповідь SPR функціоналізованих структур ННА–NCA на стрептавідін.

Рисунок. 1.12 – Схема нанопору та сусіднього наноконусу та структура стрептавідін

2 ОПТИЧНІ ЯВИЩА В КОНІЧНИХ МЕТАЛЕВИХ НАНООСТРІВЦЯХ

2.1 Постановка задачі

Розглянемо металеві наноострівці конічної форми, що знаходяться на підкладці з діелектричною проникністю ϵ_d у середовищі з проникністю ϵ_m (рис. 2.1). Діагональні елементи тензора поляризованості такої наноструктури визначаються співвідношеннями

$$\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)} = \frac{3\kappa_{\perp(\parallel)} V \epsilon_m \bar{\alpha}_{\perp(\parallel)}}{\kappa_{\perp(\parallel)} - \frac{\epsilon_d - \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m} \bar{\alpha}_{\perp(\parallel)}}, \quad (2.1)$$

де $\kappa_{\perp} = 4$, $\kappa_{\parallel} = 8$, об'єм конусу $V = \frac{1}{3} \pi R^2 H$ (R – радіус основи конуса, H – його висота), а вирази для компонент тензора поляризованості поодинокі наночастинки конічної форми, згідно підходу еквівалентного сфероїда співпадають із відповідними виразами для компонент тензора поляризованості сплюсненого або витягнутого сфероїда

$$\bar{\alpha}_{\perp(\parallel)} = \frac{\epsilon^{\perp(\parallel)} - \epsilon_m}{\epsilon_m + \mathcal{L}_{\perp(\parallel)} (\epsilon^{\perp(\parallel)} - \epsilon_m)}. \quad (2.2)$$

У формулі (2.2) $\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}$ – фактори деполяризації, а діагональні компоненти діелектричного тензора $\epsilon^{\perp(\parallel)}$ в рамках моделі Друде визначаються співвідношеннями

$$\epsilon^{\perp(\parallel)}(\omega) = \epsilon^{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)})}, \quad (2.3)$$

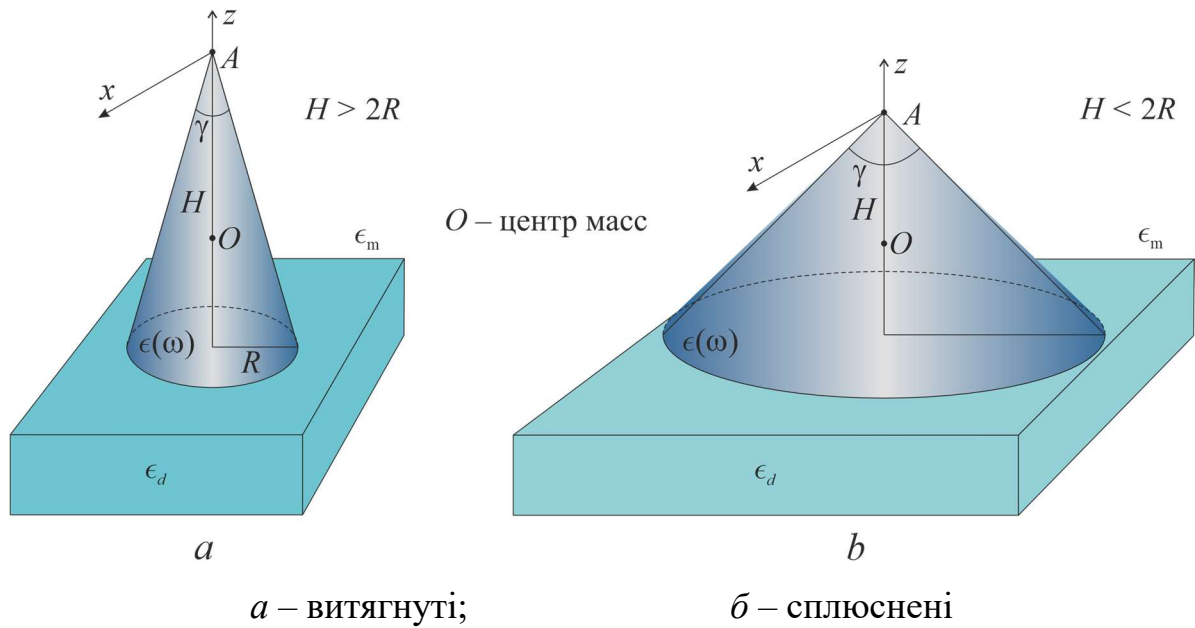


Рисунок 2.1 – Конічні острівці різної форми на діелектричній підкладці

де ϵ^∞ – внесок кристалічної ґратки в діелектричну проникність; ω_p – плазмова частота; ω – частота падаючого світла; $\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}$ – діагональні елементи тензора ефективної швидкості релаксації, що визначаються як

$$\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)} = \gamma_{\text{bulk}} + \gamma_s^{\perp(\parallel)} + \gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)}. \quad (2.4)$$

Тут $\gamma_{\text{bulk}} = \text{const}$ – швидкість об'ємної релаксації, а формули для діагональних компонентів тензора швидкості поверхневої релаксації та радіаційного загасання мають вигляд

$$\gamma_s^{\perp(\parallel)} = \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)} \text{Re} \sigma_{\perp(\parallel)}}{\epsilon_0 \left[\epsilon_m + \mathcal{L}_{\perp(\parallel)} (1 - \epsilon_m) \right]}; \quad (2.5)$$

$$\gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)} = \frac{2V}{9\pi\epsilon_0} \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^3 \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)} \text{Re} \sigma_{\perp(\parallel)}}{\sqrt{\epsilon_m \left(\epsilon^\infty + \frac{1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}} \epsilon_m \right)}}, \quad (2.6)$$

де ϵ_0 – електрична стала; c – швидкість світла; $\text{Re}\sigma_{\perp(\parallel)}$ – дійсна частина діагональних компонентів тензора оптичної провідності.

Надалі розглянемо питання про визначення факторів деполаризації, ефективного аспектного відношення і дійсної частини діагональних компонентів тензора оптичної провідності.

2.2 Фактори деполаризації та ефективне аспектне відношення

Оскільки між факторами деполаризації існує наступний зв'язок

$$2\mathcal{L}_{\perp} + \mathcal{L}_{\parallel} = 1, \quad (2.7)$$

то для розв'язку задачі достатньо обчислити фактор $\mathcal{L}_{\parallel}$ за формулою [26]

$$\mathcal{L}_{\parallel} = \frac{1}{4\pi} \oint_S \frac{(\mathbf{r} d\mathbf{S})_{\parallel}}{r^3}, \quad (2.8)$$

де $d\mathbf{S} = \mathbf{n} dS$, $\mathbf{n}$ – вектор нормалі до поверхні, а елемент поверхні $dS = r^2 \sin\theta d\theta d\varphi$.

Тому

$$\mathcal{L}_{\parallel} = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{r^3 \sin\theta d\theta d\varphi}{r^3} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\gamma}^{\pi-\gamma} \sin\theta d\theta = \frac{1}{2} \int_{\gamma}^{\pi-\gamma} \sin\theta d\theta = \pm \cos\gamma,$$

де γ – кут при вершині конусу, знак «+» відповідає випадку $H > 2R$, а «−» випадку $H < 2R$.

Оскільки

$$\cos^2 \frac{\gamma}{2} = \frac{H^2}{H^2 + R^2}, \quad (2.9)$$

то отримуємо:

– при $H > 2R$

$$\mathcal{L}_{\parallel} = \frac{H^2 - R^2}{H^2 + R^2}, \quad \mathcal{L}_{\perp} = \frac{R^2}{H^2 + R^2}; \quad (2.10)$$

– при $H < 2R$

$$\mathcal{L}_{\parallel} = \frac{R^2 - H^2}{H^2 + R^2}, \quad \mathcal{L}_{\perp} = \frac{H^2}{H^2 + R^2}. \quad (2.11)$$

При $H > 2R$ конусу буде еквівалентним витягнутий сфероїд, а при $H < 2R$ – сплюснений. Розглянемо спочатку випадок $H > 2R$.

Якщо ввести аспектне відношення

$$\varrho = \frac{2R}{H}, \quad (2.12)$$

то можна отримати співвідношення між факторами деполяризації та аспектним відношенням

$$\mathcal{L}_{\parallel} = \frac{4 - \varrho^2}{4 + \varrho^2}, \quad \mathcal{L}_{\perp} = \frac{4}{4 + \varrho^2}. \quad (2.13)$$

У випадку $H < 2R$ фактори деполяризації

$$\mathcal{L}_{\parallel} = \frac{\varrho^2 - 4}{\varrho^2 + 4}, \quad \mathcal{L}_{\perp} = \frac{4}{\varrho^2 + 4}. \quad (2.14)$$

Одержимо тепер співвідношення між аспектним відношенням для випадку $H > 2R$. Згідно підходу еквівалентного сфероїда [27] таке співвідношення впливає з умови рівності відношень осьових моментів інерції конусу та еквівалентного йому витягнутого сфероїда

$$\frac{I_x^{\text{кон}}}{I_z^{\text{кон}}} = \frac{I_x^{\text{сф}}}{I_z^{\text{сф}}}, \quad (2.15)$$

де осьові моменти інерції конусу

$$I_z^{\text{кон}} = \frac{3}{10} m R^2, \quad I_x^{\text{кон}} = \frac{3}{20} m \left(R^2 + \frac{1}{4} H^2 \right), \quad (2.16)$$

і сфероїда

$$I_z^{\text{сф}} = \frac{2}{5} m a^2, \quad I_x^{\text{сф}} = \frac{1}{5} m (a^2 + b^2), \quad (2.17)$$

а ефективне аспектне відношення

$$\varrho_{\text{eff}} = \frac{a}{b}. \quad (2.18)$$

Якщо підставити співвідношення (2.16) і (2.17) в (2.15), то отримаємо наступний зв'язок між аспектним та ефективним аспектним відношеннями

$$\varrho_{\text{eff}} = \varrho. \quad (2.19)$$

У випадку конічного острівця з $H < 2R$, еквівалентним якому є сплюснений сфероїд, співвідношення (2.15) і (2.16) мають такий самий вигляд, а

в (2.17) і (2.18) треба зробити заміну $a \rightleftharpoons b$, і, отже, співвідношення між аспектним й ефективним аспектним відношеннями співпадатиме з (2.19).

2.3 Розрахунок діагональних компонентів тензора провідності

Розглянемо тепер питання про одержання частотної залежності дійсних частин діагональних компонентів тензора провідності, які входять у вирази (2.5) і (2.6).

Згідно підходу еквівалентного сфероїда ці величини матимуть такий самий вигляд, як і для витягнутого ($H > 2R$) або сплюсненого ($H < 2R$) сфероїдів, для яких справедливим є вираз

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \sigma_{\alpha\alpha}(\omega) = & \frac{2e}{V} \left(\frac{m}{2\pi\hbar} \right)^3 \operatorname{Re} \frac{1}{\mathbf{v} - i\omega} \int d^3\mathbf{r}' \int d^3\mathbf{v} v_\alpha \times \\ & \times \left[-ev_\alpha \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \left(1 - e^{-(\mathbf{v}-i\omega)t_0(\mathbf{r}', \mathbf{v}')} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.20)$$

де

$$t_0(\mathbf{r}', \mathbf{v}') = \frac{1}{v'^2} \left[\mathbf{r}' \cdot \mathbf{v}' + \sqrt{(R^2 - r'^2)v'^2 + (\mathbf{r}' \cdot \mathbf{v}')^2} \right] \quad (2.21)$$

– характеристика лінеаризованого рівняння Больцмана.

Стосовно позначень в (2.20) та (2.21) відмітимо наступне: для зручності зроблено перехід до деформованої системи координат

$$x'_i = \gamma_i x_i; \quad v'_i = \gamma_i v_i; \quad \gamma_i = \frac{R}{R_i}; \quad R = (R_1 R_2 R_3)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.22)$$

Оскільки еквівалентними є витягнутий і сплюснений сфероїди, то

$$R_1 = R_2 = R_{\perp}; \quad R_3 = R_{\parallel}; \quad v_1 = v_2 = v_{\perp}; \quad v_3 = v_{\parallel}. \quad (2.23)$$

Тепер можна обчислити інтеграл за просторовими змінними в (2.20) і отримати

$$\int \frac{d^3 \mathbf{r}'}{V} \left(1 - e^{-(v-i\omega)t_0(\mathbf{r}', \mathbf{v}')} \right) = \frac{3}{4} \psi(q), \quad (2.24)$$

$$\psi(q) = \frac{4}{3} - \frac{2}{q} + \frac{4}{q^3} - \frac{4}{q^2} \left(1 + \frac{1}{q} \right) e^{-q}, \quad (2.25)$$

$$q = \frac{2R(v-i\omega)}{v'}. \quad (2.26)$$

Враховуючи, що $\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -\delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$, де ε_F – енергія Фермі, а також вираз (2.24), отримаємо вираз для дійсної частини компонентів тензора провідності

$$\text{Re} \sigma_{\alpha\beta}(\omega) = \frac{3e^2}{2} \left(\frac{m}{2\pi\hbar} \right)^3 \text{Re} \frac{1}{v-i\omega} \int d^3 v v_{\alpha} v_{\beta} \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) \psi(q). \quad (2.27)$$

Вважатимемо, що напрямок Oz співпадає з віссю сфероїда. У цьому випадку вираз для деформованої швидкості набуває вигляду

$$v' = vR \sqrt{\frac{\sin^2 \theta}{R_{\perp}^2} + \frac{\cos^2 \theta}{R_{\parallel}^2}}, \quad (2.28)$$

де θ – кут між швидкістю і віссю симетрії сфероїда.

Таким чином, з (2.27) з урахуванням (2.28) можна отримати вирази для

дійсних частин діагональних компонентів тензора провідності

$$\sigma_{\perp}(\omega) = \frac{9ne}{8m} \operatorname{Re} \frac{1}{v - i\omega} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \sin^3 \theta \psi(q) \Big|_{\varepsilon=\varepsilon_F}; \quad (2.29)$$

$$\sigma_{\parallel}(\omega) = \frac{9ne}{4m} \operatorname{Re} \frac{1}{v - i\omega} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \sin \theta \cos^2 \theta \psi(q) \Big|_{\varepsilon=\varepsilon_F}. \quad (2.30)$$

Відомо, що для наночастинок переважає поверхнєве розсіювання $q_1 \rightarrow 0$ і $q \rightarrow -iq_2$. При цьому з урахуванням (2.28) вираз (2.26) набуде вигляду

$$q_2 = \frac{2R\omega}{v'} = \frac{2R_{\perp}\omega}{v\sqrt{1 - e_p^2 \cos^2 \theta}}, \quad (2.31)$$

а ексцентриситет сфероїда $e_p^2 = |1 - R_{\perp}^2/R_{\parallel}^2|$.

Відмітимо, що при $q_1 \rightarrow 0$ і $q \rightarrow -iq_2$

$$\begin{aligned} \psi(q) \Big|_{q_1 \rightarrow 0} \rightarrow \psi(-iq_2) &= \frac{4}{3} + \frac{4}{q_2^2} \left(\cos q_2 - \frac{1}{q_2} \sin q_2 \right) + \\ &+ i \left[-\frac{2}{q_2} + \frac{4}{q_2^2} \sin q_2 - \frac{4}{q_2^3} (1 - \cos q_2) \right], \end{aligned} \quad (2.32)$$

Тому з урахуванням (2.31) у виразах (2.29) і (2.30) від інтегрування за кутом θ можна перейти до інтегрування за $x = q_2$ й отримати

$$\begin{aligned} \text{Re}\sigma_{\perp}(\omega) = & \frac{9ne}{4m\omega} \left(\frac{\omega}{v_{s,\perp}} \right)^2 \frac{e_p^2 - 1}{e_p^3} \int_{\frac{\omega}{v_{s,\perp}}}^{\frac{\omega}{v_{s,\parallel}}} \frac{dx}{x^4} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{v_{s,\perp}x} \right)^2} \times \\ & \times \left[1 - \frac{2}{x} \sin x + \frac{2}{x^2} (1 - \cos x) \right]; \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} \text{Re}\sigma_{\parallel}(\omega) = & \frac{9ne}{2m\omega} \left(\frac{\omega}{v_{s,\perp}} \right)^2 \frac{1}{e_p^3} \int_{\frac{\omega}{v_{s,\perp}}}^{\frac{\omega}{v_{s,\parallel}}} \frac{dx}{x^4} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{v_{s,\perp}x} \right)^2} \times \\ & \times \left[1 - \frac{2}{x} \sin x + \frac{2}{x^2} (1 - \cos x) \right]. \end{aligned} \quad (2.34)$$

У формулах (2.33) і (2.34)

$$v_{s,\perp} = \frac{v_F}{2R_{\perp}}; \quad v_{s,\parallel} = \frac{v_F}{2R_{\parallel}} \quad (2.35)$$

– частоти індивідуальних осциляцій електронів у напрямках, що співпадають із великою та малою осями сфероїда.

У досліджуваному випадку $\omega > v_{s,\parallel}, v_{s,\perp}$, а тому осцилюючими доданками в (2.33) і (2.34) можна знехтувати. Тоді інтеграли (2.33) і (2.34) обчислюються аналітично.

Вирази для дійсних частин діагональних компонентів тензора провідності у випадках $H > 2R$ і $H < 2R$ будуть різними, а тому, хоча вирази для швидкостей поверхневої релаксації

$$\gamma_s^{\perp(\parallel)} = \frac{9}{16} \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{\epsilon_m + \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}(1 - \epsilon_m)} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 v_{s,\perp} \mathcal{F}_{\perp(\parallel)}(\varrho_{\text{eff}}); \quad (2.36)$$

і радіаційного загасання

$$\gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)} = \frac{V}{8\pi} \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{\sqrt{\epsilon_m \left[\epsilon^\infty + \left(\frac{1}{\mathcal{L}_\perp} - 1 \right) \epsilon_m \right]}} \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^3 \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \mathbf{v}_{s,\perp} \mathcal{F}_{\perp(\parallel)}(\varrho_{\text{eff}}). \quad (2.37)$$

матимуть однаковий вигляд при $H > 2R$ і $H < 2R$, розмірно-залежні функції $\mathcal{F}_{\perp(\parallel)}(\varrho_{\text{eff}})$ для цих випадків будуть різними, і визначатимуться виразами:

– при $H > 2R$:

$$\mathcal{F}_\perp(\varrho_{\text{eff}}) = (1 - \varrho_{\text{eff}}^2)^{-\frac{3}{2}} \left\{ 2 \left(\frac{3}{4} - \varrho_{\text{eff}}^2 \right) \left(\frac{\pi}{2} - \arcsin \varrho_{\text{eff}} \right) + \varrho_{\text{eff}} \left(\frac{3}{2} - \varrho_{\text{eff}}^2 \right) \sqrt{1 - \varrho_{\text{eff}}^2} \right\}; \quad (2.38)$$

$$\mathcal{F}_\parallel(\varrho_{\text{eff}}) = (1 - \varrho_{\text{eff}}^2)^{-\frac{3}{2}} \left\{ \frac{\pi}{2} - \arcsin \varrho_{\text{eff}} + \varrho_{\text{eff}} (1 - 2\varrho_{\text{eff}}^2) \sqrt{1 - \varrho_{\text{eff}}^2} \right\}; \quad (2.39)$$

– при $H < 2R$:

$$\mathcal{F}_\perp(\varrho_{\text{eff}}) = \frac{1}{2} (\varrho_{\text{eff}}^2 - 1)^{-\frac{3}{2}} \left\{ \varrho_{\text{eff}} (2\varrho_{\text{eff}}^2 - 3) \sqrt{\varrho_{\text{eff}}^2 - 1} + (4\varrho_{\text{eff}}^2 - 3) \ln \left(\varrho_{\text{eff}} + \sqrt{\varrho_{\text{eff}}^2 - 1} \right) \right\}; \quad (2.40)$$

$$\mathcal{F}_\parallel(\varrho_{\text{eff}}) = (\varrho_{\text{eff}}^2 - 1)^{-\frac{3}{2}} \left\{ \varrho_{\text{eff}} (2\varrho_{\text{eff}}^2 - 1) \sqrt{\varrho_{\text{eff}}^2 - 1} - \ln \left(\varrho_{\text{eff}} + \sqrt{\varrho_{\text{eff}}^2 - 1} \right) \right\}. \quad (2.41)$$

У формули (2.36) і (2.37) входить частота індивідуальних осциляцій електронів у поперечному напрямі, яка для конічних частинок має вигляд

$$\mathbf{v}_{s,\perp} = \frac{v_F}{\ell_\perp}, \quad (2.42)$$

де v_F – фермівська швидкість електронів, а $\ell_\perp$ – поперечна довжина вільного пробігу електронів. Цю величину можна знайти шляхом усереднення (рис. 2.2)

$$\ell_{\perp} = \frac{2}{H} \int_0^H f(x) dx, \quad (2.43)$$

де

$$f(x) = R \left(1 - \frac{x}{H} \right). \quad (2.44)$$

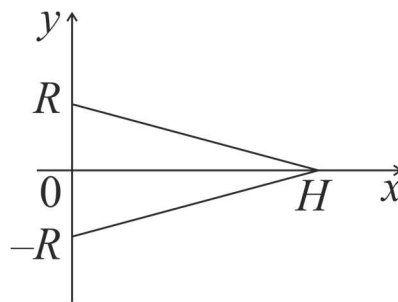


Рисунок 2.2 – Схема до обчислення ефективної довжини вільного пробігу електрона

Обчислюючи інтеграл (2.43), отримаємо

$$\ell_{\perp} = \frac{2}{H} \int_0^H R \left(1 - \frac{x}{H} \right) dx = \frac{2R}{H} \left(x - \frac{x^2}{2H} \right) \Big|_0^H = \frac{2R}{H} \left(H - \frac{H^2}{2H} \right) = R,$$

або остаточно

$$\ell_{\perp} = R. \quad (2.45)$$

Надалі використовуватимемо формулу (2.1) з урахуванням виразів (2.2) – (2.4), (2.12) – (2.14), (2.19) – (2.25), (2.36) – (2.42) і (2.45).

2.4 Результати розрахунків та їх обговорення

Розрахунки проводилися для конічних острівців Ag ($\epsilon_d =$) у тефлоні ($\epsilon_m = 2,3$). Параметри Ag наведено в табл. 2.1.

Таблиця 2.1 – Параметри Ag для розрахунку [27]

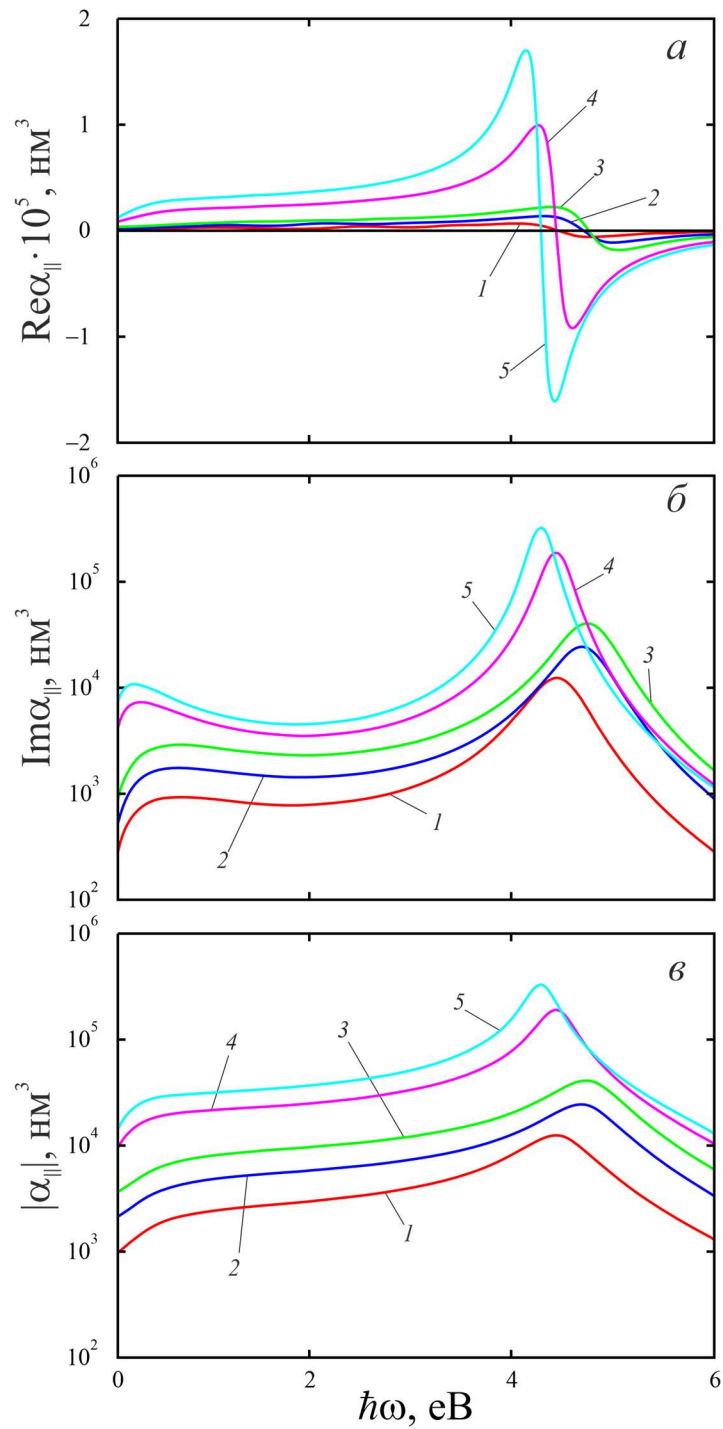
r_s / a_0	m^* / m_e	ϵ^∞	$\gamma_{\text{bulk}}, 10^{13} \text{ c}^{-1}$
3,02	0,96	3,7	2,5

На рис. 2.3 і 2.4 наведено частотні залежності $\text{Re}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}(\omega)$, $\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}(\omega)$ $|\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}|(\omega)$ для наноконусів із $H > 2R$. Відмітимо, що $\text{Re}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}(\omega)$ є знакозмінною функцією частоти, в той час як $\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}$ у всьому досліджуваному спектральному інтервалі. Крім того, залежності $\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\parallel}(\omega)$ та $\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp}(\omega)$ мають по одному максимуму, причому $\max\{\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\parallel}\}$ знаходиться в ближній ультрафіолетовій ділянці спектра, тоді як $\max\{\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp}\}$ – у ближній інфрачервоній та видимій ділянках. Різним є також і характер зсувів максимумів зі збільшенням геометричних розмірів (висоти і радіуса основи) наноконусів. Так, зі збільшенням висоти (при постійному радіусі основи) амплітуда $\max\{\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\parallel}\}$ збільшується, а самі максимуми зсуваються в область більших частот (послідовність кривих $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ на рис. 2.3, б). В свою чергу, зі збільшенням радіусу основи (при незмінній висоті) амплітуди максимумів також зростають, проте зсув максимумів відбувається в область менших частот (послідовність кривих $2 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ на рис. 2.3, б). Оскільки зі збільшенням висоти (за незмінного радіусу основи) та зменшенні радіусу основи (за незмінної висоти) зменшується аспектне відношення ϱ , то можна вважати, що синій зсув $\max\{\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\parallel}\}$

(збільшення частоти поздовжнього поверхневого плазмонного резонансу) має місце при зменшенні аспектного відношення. Стосовно $\max\{\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp}\}$ потрібно відмітити наступне: зі збільшенням висоти конусів (за незмінного радіусу основи) має місце червоний зсув $\max\{\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp}\}$ при одночасному незначному збільшенні їх амплітуди (послідовність кривих $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ на рис. 2.4, б), в той час як збільшення радіусу основи (при постійній висоті) має наслідком синій зсув максимумів при збільшенні їх амплітуди (послідовність кривих $2 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ на рис. 2.4, б). Отже, в цьому випадку, на відміну від попереднього зі зменшенням аспектного відношення максимуми зсуваються в область менших частот.

Частотні залежності перерізів поглинання і розсіювання для конічних острівців з $H > 2R$ зображено на рис. 2.5. Зазначимо, що вказані криві мають по два максимуми, які відповідають поздовжнім та поперечним поверхневим плазмонним резонансом. Розрахунки показують, що за величиною C_{abs} і C_{sca} співмірні, а отже, при розрахунках потрібно враховувати як поглинання, так і розсіювання. Потрібно також відмітити збільшення відстані між $\max\{C_{\text{abs}}\}$ і $\max\{C_{\text{sca}}\}$, що пов'язане зі збільшенням величини $\Delta\omega_{sp} = \omega_{sp}^{\parallel} - \omega_{sp}^{\perp}$ зі зменшенням аспектного відношення.

На рис. 2.6 і 2.7 продемонстровано частотні залежності $\text{Re}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}(\omega)$, $\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}(\omega)$ та $|\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}(\omega)|$ для наноконусів із $H < 2R$. Також треба відмітити, що, на відміну від випадку $H > 2R$, $\text{Re}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)} \approx \text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}$ (рис. 2.6, а і 2.7, а) і, таким чином, криві $\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}(\omega)$ та $|\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}(\omega)|$ практично співпадають. Так само, як і у попередньому випадку $\text{Re}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}(\omega)$ є знакозмінною функцією, а $\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}(\omega) > 0$ у всьому розглянутому інтервалі частот.

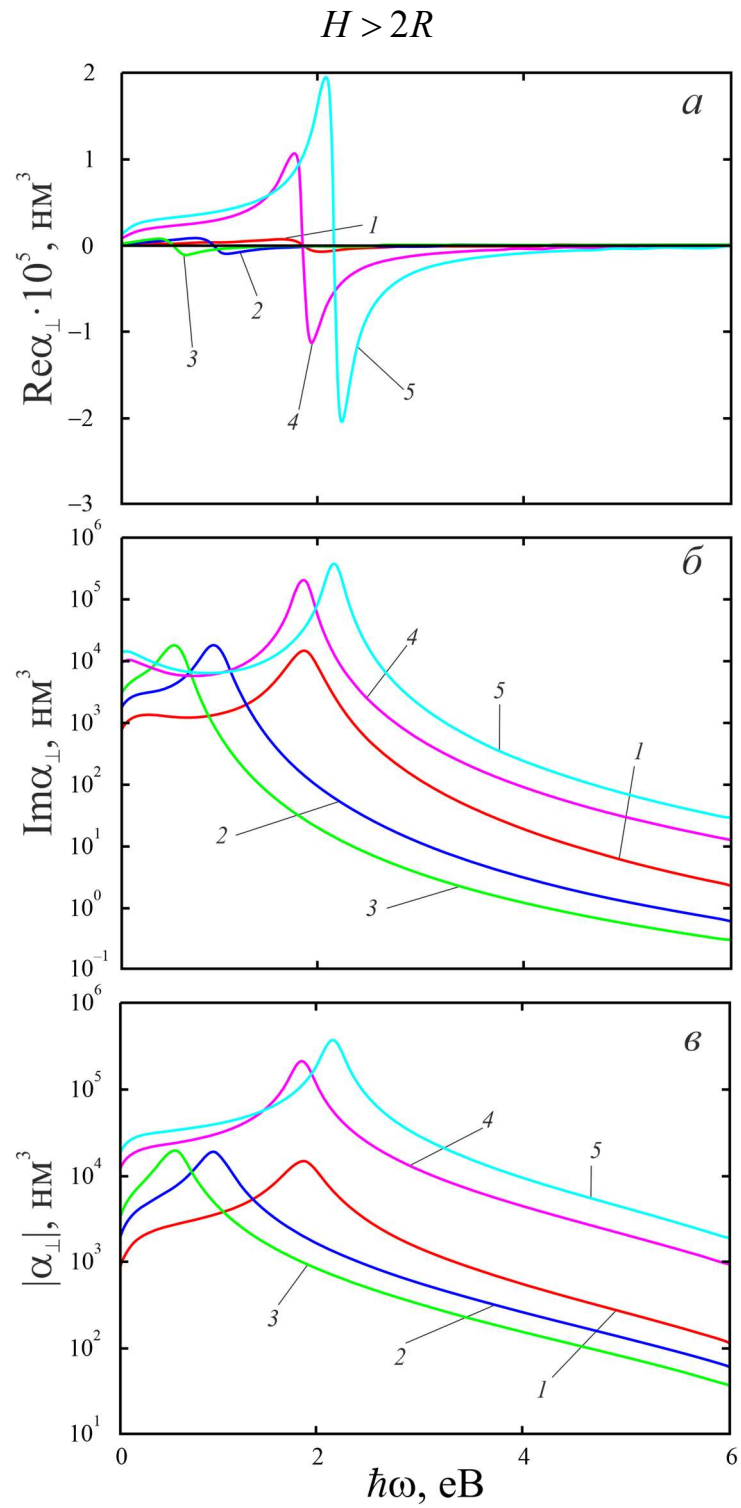


a – дійсна частина; $б$ – уявна частина; $в$ – модуль

$1 - R = 5$ нм, $h = 15$ нм; $2 - R = 5$ нм, $h = 30$ нм; $3 - R = 5$ нм, $h = 50$ нм;

$4 - R = 10$ нм, $h = 30$ нм; $5 - R = 12$ нм, $h = 30$ нм

Рисунок 2.3 – Частотні залежності поздовжньої компоненти тензора діелектричної поляризованості конічних острівців Ag на кварцовій підкладці при



a – дійсна частина; b – уявна частина; v – модуль

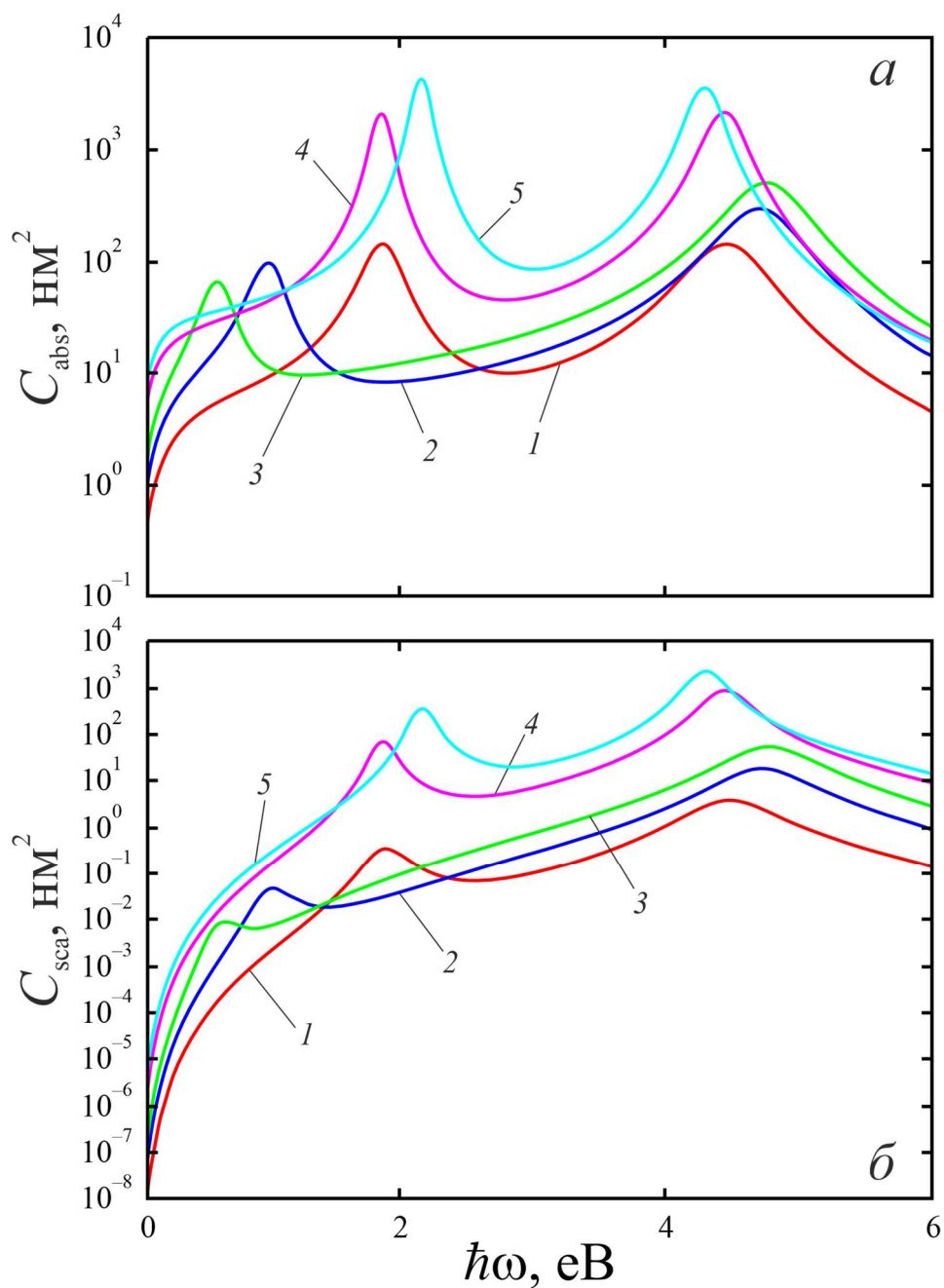
$1 - R = 5 \text{ нм}, h = 15 \text{ нм}; 2 - R = 5 \text{ нм}, h = 30 \text{ нм}; 3 - R = 5 \text{ нм}, h = 50 \text{ нм};$

$4 - R = 10 \text{ нм}, h = 30 \text{ нм}; 5 - R = 12 \text{ нм}, h = 30 \text{ нм}$

Рисунок 2.4 – Частотні залежності поперечної компоненти тензора

діелектричної поляризованості конічних островців Ag на кварцовій підкладці при

$$H > 2R$$



a – переріз поглинання;

б – переріз розсіювання;

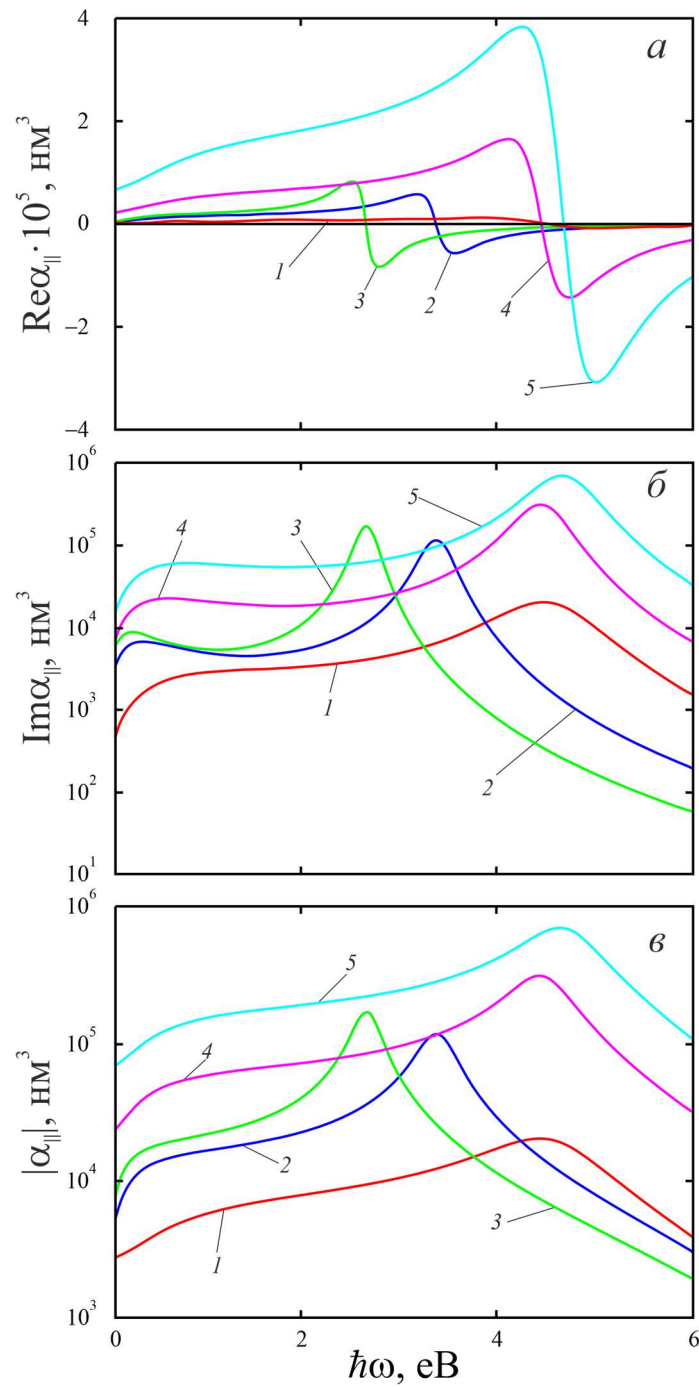
1 – $R = 5$ нм, $h = 15$ нм; 2 – $R = 5$ нм, $h = 30$ нм; 3 – $R = 5$ нм, $h = 50$ нм;

4 – $R = 10$ нм, $h = 30$ нм; 5 – $R = 12$ нм, $h = 30$ нм

Рисунок 2.5 – Частотні залежності перерізів поглинання і розсіювання конічних островців Ag на кварцовій підкладці при $H > 2R$

Стосовно зсувів $\max\{\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}\}$ відмітимо, що зі зменшенням аспектного відношення (висота острівця збільшується за незмінного радіусу, послідовність кривих $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ на рис. 2.6, б і 2.7, б або зі зменшенням радіусу за незмінної висоти, послідовність кривих $2 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ на рис. 2.6, б і 2.7, б має місце червоний зсув $\max\{\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\parallel}\}$ (рис. 2.6, б) та синій зсув $\max\{\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp}\}$ (рис. 2.7, б). Таким чином, картина зі зсувом $\max\{\text{Im}\alpha_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}\}$ при $H < 2R$ протилежна випадку $H > 2R$ і, отже, в цьому випадку зі зменшенням аспектного відношення $\Delta\omega_{sp}$ зменшується.

Встановлений факт підтверджується кривими частотних залежностей перерізів поглинання і розсіювання (рис. 2.8), оскільки відстані між максимумами вказаних кривих зменшуються зі зменшенням аспектного відношення.

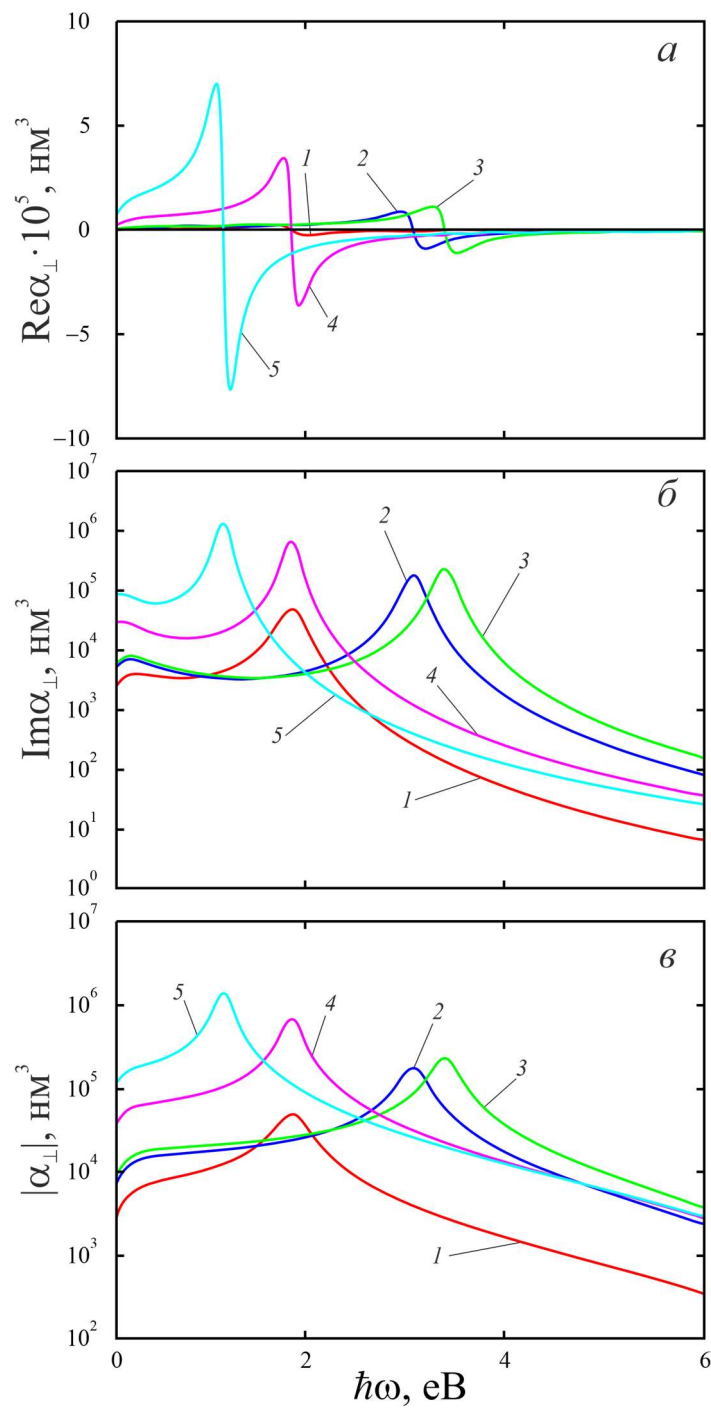


a – дійсна частина; *б* – уявна частина; *в* – модуль

1 – $R=15$ нм, $h=5$ нм; 2 – $R=15$ нм, $h=10$ нм; 3 – $R=15$ нм, $h=12$ нм;

4 – $R=30$ нм, $h=10$ нм; 5 – $R=50$ нм, $h=10$ нм

Рисунок 2.6 – Частотні залежності поздовжньої компоненти тензора діелектричної поляризованості конічних острівців Ag на кварцовій підкладці при $H < 2R$



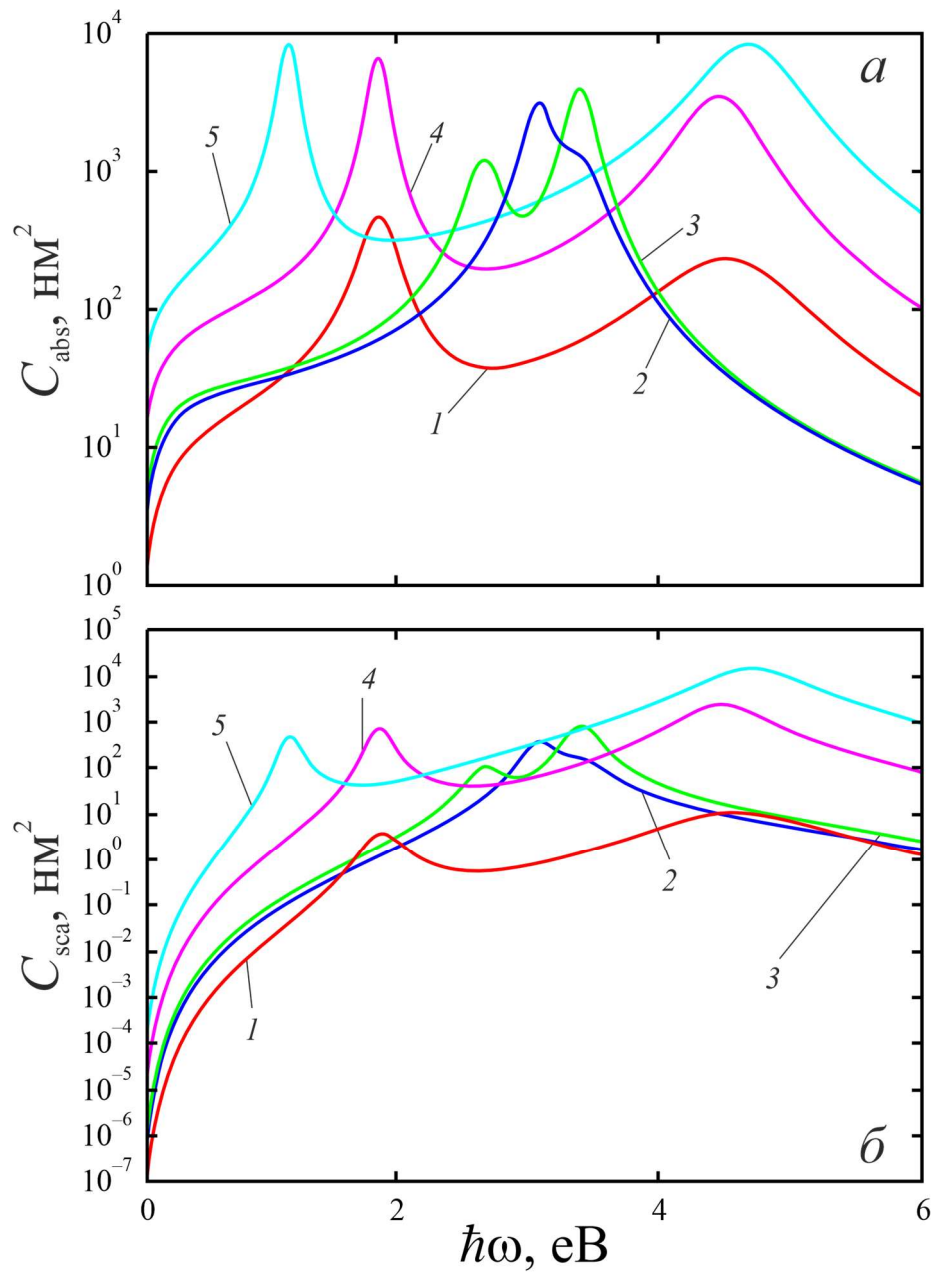
a – дійсна частина; *б* – уявна частина; *в* – модуль

1 – $R=15$ нм, $h=5$ нм; *2* – $R=15$ нм, $h=10$ нм; *3* – $R=15$ нм, $h=12$ нм;

4 – $R=30$ нм, $h=10$ нм; *5* – $R=50$ нм, $h=10$ нм

Рисунок 2.7 – Частотні залежності поперечної компоненти тензора діелектричної поляризованості конічних острівців Ag на кварцовій підкладці при

$$H < 2R$$



a – переріз поглинання; *б* – переріз розсіювання;

1 – $R=15$ нм, $h=5$ нм; 2 – $R=15$ нм, $h=10$ нм; 3 – $R=15$ нм, $h=12$ нм;

4 – $R=30$ нм, $h=10$ нм; 5 – $R=50$ нм, $h=10$ нм

Рисунок 2.8 – Частотні залежності перерізів поглинання і розсіювання конічних острівців Ag на кварцовій підкладці при $H < 2R$

ВИСНОВКИ

В рамках підходу еквівалентного сфероїда одержано співвідношення для діагональних компонентів тензора поляризованості перерізів поглинання і розсіювання металевих наноострівців конічної форми на діелектричній підкладці.

Встановлено, що для конічних острівців, в яких висота більша за діаметр, екстремальні значення дійсних і уявних частин діагональних компонентів тензора поляризованості близькі, тому їх внески в переріз розсіювання є співмірними, в той час як для острівців, в яких діаметр більший за висоту уявні частини на порядок перевищують дійсні, а, отже, вони і визначають основний внесок у переріз розсіювання.

Показано, що зсуви максимумів уявних частин поздовжньої та поперечної поляризованості та перерізів поглинання при зміні аспектного відношення визначаються співвідношенням між геометричними розмірами острівців. Так, коли висота конуса більша за діаметр зменшення аспектного відношення призводить до «відштовхування» максимумів і відстань між ними збільшується, на відміну від випадку, коли діаметр острівця більший за висоту і зі зменшенням аспектного відношення відбувається «притягання» максимумів (тобто зменшення відстані між ними).

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

- 1 **Zhao O** Programmed Shape-Morphing Scaffolds Enabling Facile 3D Endothelialization / O. Zhao // Adv. Funct. Mater. – 2018. – V. 28. – id. 1801027.
- 2 **Lv J** Photocontrol of Fluid Slugs in Liquid Crystal Polymer Microactuators. / J Lv J //; Wei, Chen, E, Qin, L., Yu, Y. Nature. – 2016. 179–184.
- 3 **Zhang L.** Vapomechanically Responsive Motion of Microchannel Programmed Actuators. / J. Zhang // Naumov P, Du X, Hu Z, Wang J // Adv. Mater – 2017. – V. 29. – id. 1702231.
- 4 **Du X** Photothermally Triggered Shape-Adaptable 3D Flexible Electronics. Adv. Mater. Technol. /X Du //, Cui H, Sun B, Wang J, Zhao Q, Xia K, Wu T.; Humayun, – 2017. – V. 2. – id. 1700120.
- 5 **Wang, J** Tunable Shape Memory Polymer Mold for Multiple Microarray Replications. /J Wang // Zhao Q, Cui H, – 2018. – V. 24748–24755.
- 6 **Du, X.** Inside Out 3D Reversible Ion-Triggered Shape-Morphing Hydrogels. / X Du //, Zhao Q, Wang J, Chen H, Wang Y. – 2019. – id. 6398296.
- 7 **Park S.** Phototactic Guidance of A Tissue-Engineered Soft-Robotic Ray/ S Park // Gazzola M, Di Santo – 2017. V. 115. – id. 1386549
- 8 **Blevins E.** Au nanoring arrays with tunable morphological features and plasmonic resonances. / E Blevins // Dauth, Capulli A – 2016 – V. 158–162.
- 9 **Li T.** Fast-Moving Soft Electronic Fish. /T Li // Liang Y, Cheng T, Dai J, Yang X, Liu B. – 2018. – V. 59. – id. 3652975
- 10 **Zeng, Z** Tunable Shape Memory Polymer Mold / Z Zeng // Huang, Z.; Luo, Y.; Xie, T.; Yang, W. – 2016. – id. e1602045.
- 11 **Nawroth, J.** Tissue-Engineered Jellyfish with Biomimetic Propulsion. Nat. Biotechnol / J Nawroth // Lee H, Feinberg A – 2012, – V. 792–797.
- 12 **Qiu, T** Swimming by Reciprocal Motion at Low Reynolds Number. Nat. Commun. / T Qiu Lee // Mark A, Morozov K I. Münster R.; – 2014. – id. 5119.
- 13 **Rybczynski J** 2D Arrays of Magnetic Nanoparticles. Colloids Surf. / J Rybczynski // Ebels U, Giersig M. Large-Scale. – 2003, – V. 1–6.

- 14 **Zhang J.** Colloidal Self-Assembly Meets Nanofabrication: From Two-Dimensional Colloidal Crystals to Nanostructure Arrays. *Adv. Mater* / J Zhang // Li Y, Zhang X, Yang B. – 2010. – V. 4249–4269.
- 15 **Zhang J** Patterning Colloidal Crystals and Nanostructure Arrays by Soft Lithography. *Adv. Funct. Mater* / J Zhang // Yang B. – 2010. – V. 3411–3424.
- 16 **Rybczynski, J** 2D Arrays of Magnetic Nanoparticles. *Colloids Surf* / J Rybczynski // Ebels U, Giersig M. Large-Scale. – 2003, – V.1–6.
- 17 **Chen, H.** Bioinspired microcone array-based living bio-interfaces: enhancing anti-inflammatory effect and neuronal network formation. *Microsyst. Nanoeng* / H Chen // Wang L, Lu Y, Du X. – 2020. – V. 58.
- 18 **Chen, H.** Near-Infrared Light-Driven Controllable Motions of Gold Hollow Microcone Array. *ACS Appl. Mater. Interfaces* / H Chen, Zhao Q, Wang Y, Mu S, Cui H – 2019. – V.11 – id. 15927–15935.
- 19 **Nakamoto, K.** Development of a mass-producible on-chip plasmonic nanohole array biosensor / K Nakamoto // Kurita R, Niwa O, Fujii T. – 2011. – id.5067–5075.
- 20 **Mu S** Au nanoring arrays with tunable morphological features and plasmonic resonances. / S Mu // Chen H, Shi C, Zhang J. – 2021. – id. 4674–4679.
- 21 **Najiminaini, F.** Effect of surface plasmon energy matching on the sensing capability of metallic nano-hole arrays. / F Najiminaini // Kaminska and J. – 2012. – id. 063110–063114.
- 22 **Najiminaini F** A three-dimensional plasmonic nanostructure with extraordinary optical transmission, *Plasmonics* / F Najiminaini // Kaminska and J. J. L Carson. – 2012. – V. 8.
- 23 **Lesuffleur, N.** Plasmonic Nanoholes in a Multichannel Microarray Format for Parallel Kinetic Assays and Differential Sensing / N Lesuffleur // C. Lindquist. – 2009. – id. 2854–2859.
- 24 **Armbruster M** Limit of Quantitation (LOQ): Comparison of the Empirical and the Statistical Methods / M Armbruster // Tillman L. – 1994. – id. 1233–1238.
- 25 **Najiminaini, F** Nano-hole array structure with improved surface

plasmonenergy matching characteristics / F Najiminaini // B. Kaminska. – 2012. – id. 043105.

- 26 **A.D. Yaghjian.** Electric Dyadic Green's Functions in the Source Region. Proceedings of the IEEE – 1980. – V.68, – id. 248.
- 27 **Коротун, А. В.** Аналітична теорія плазмонних ефектів у стрижнеподібних металевих наночастинках. Модель ефективного сфероїду [Текст] / А. В. Коротун, Я. В. Карандась, В. І. Рева // Український фізичний журнал. – 2022. – Т. 67. – №12. – С. 848–857.
- 28 **Коротун, А. В.** Поляризованість металевої напівсфери на діелектричній підкладці [Текст] / А. В. Коротун // Український фізичний журнал. – 2022. – Т. 67. – №12. – С. 858–868.