

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет «Запорізька політехніка»

Факультет інформаційної безпеки та електронних комунікацій
(повне найменування факультету)

Кафедра інформаційної безпеки та наноелектроніки
(повне найменування кафедри)

Пояснювальна записка

до дипломного проєкту (роботи)

магістр

(ступінь вищої освіти)

на тему: Оптимізація фізико-технічних характеристик
оптичних наноантен.

(назва теми)

Виконав (ла): студент(ка) 2 курсу, групи БК-412м
Спеціальності: 152 Метрологія та інформаційно -
вимірювальні технології

(код і найменування спеціальності)

Освітня програма (спеціалізація): Якість,
стандартизація та сертифікація

ГОЛУБ С.В.

(ПРІЗВИЩЕ та ініціали)

Керівник: КОРОТУН А.В.

(ПРІЗВИЩЕ та ініціали)

Рецензент: БИСТРОВ Я.В.

(ПРІЗВИЩЕ та ініціали)

2023 рік

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет «Запорізька політехніка»

Факультет інформаційної безпеки та електронних комунікацій

Кафедра інформаційної безпеки та наноелектроніки

Ступінь вищої освіти магістр

Спеціальність 152 Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка

(код і найменування)

Освітня програма (спеціалізація) якість, стандартизація та сертифікація

(назва освітньої програми (спеціалізації))

ЗАТВЕРДЖУЮ

В.о. завідувача кафедри ІБ та Н

Андрій КОРОТУН

« _____ » _____ 2023 року

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

ГОЛУБА Сергія Валентиновича

(ПРИЗВИЩЕ, ім'я, по батькові)

1. Тема проєкту (роботи) Оптимізація фізико-технічних характеристик оптичних наноантен. Optimization of physical and technical characters of optical nanoantennas.

керівник проєкту (роботи) професор, в.о. завідувача кафедри ІБ та Н КОРОТУН Андрій Віталійович,

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

затверджені наказом закладу вищої освіти від « 28 » листопада 2023 року № 471

2. Строк подання студентом проєкту (роботи) 09 грудня 2023 року

3. Вихідні дані до проєкту (роботи) Димерні оптичні наноантени у вигляді 0D- та 1D-структур

4 Зміст розрахунково - пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити) будова та застосування оптичних сенсорів на поверхневому плазмонному резонансі; розрахунки розмірної залежності спектральної чутливості сенсорів зі стриж неподібними чутливими елементами типи та виготовлення оптичних, розрахунок частотних підсилення електричних полів в зазорах та розмірних залежностей частот оптичного резонансу

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень, кількість слайдів, плакатів) Презентація доповіді (в MS PowerPoint), 16 слайдів

6. Консультанти розділів проєкту (роботи)

Розділ	ПРІЗВИЩЕ, ініціали та посада Консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	прийняв виконане завдання
1-2	КОРОТУН А.В., професор в.о. зав. каф. ІБтаН	04.09.2023	09.12.2023
Нормоконтроль	КОРОЛЬКОВ Р. Ю., доцент каф. ІБ та Н		11.12.2023

7. Дата видачі завдання « 04 » вересня 2023 року.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів дипломного проєкту (роботи)	Строк виконання етапів проєкту (роботи)	Примітка
1	Збір і аналіз інформації про оптичні наноантени	04.09 – 23.09	виконано
2	Систематизація літературних даних	24.09 – 01.10	виконано
3	Складання і затвердження наукового завдання	02.10 – 03.10	виконано
4	Формування та уточнення наукового завдання	04.10 – 05.10	виконано
5	Одержання частотних залежностей підсилення в зазорі нано-антен та розмірних залежностей частот оптичного резонансу	06.10 – 07.11	виконано
6	Складання процедури розрахунку та отримання чисельних результатів та їх аналіз	08.11 – 29.11	виконано
7	Оформлення графічної частини	30.11 – 01.12	виконано
8	Оформлення ПЗ	02.12 – 09.12	виконано

Студент(ка)

(підпис)

Сергій ГОЛУБ

(Ім'я ПРІЗВИЩЕ)

Керівник проєкту (роботи)

(підпис)

Андрій КОРОТУН

(Ім'я ПРІЗВИЩЕ)

АНОТАЦІЯ

Пояснювальна записка до магістерської роботи: 73 с., 2 табл., 20 рис., 101 джерел.

ДИЕЛЕКТРИЧНА ФУНКЦІЯ, ОПТИЧНА НАНОАНТЕНА, ОПТИЧНИЙ РЕЗОНАНС, ПІДСИЛЕННЯ ПОЛІВ, СФЕРИЧНІ ТА СТРИЖНЕПОДІБНІ НАНОЧАСТИНКИ

Мета роботи: дослідження частотної залежності підсилення електричних полів у зазорі димерної оптичної наноантени.

Об'єкт та предмет дослідження: об'єктом дослідження є димерні оптичні антени, що складаються з металевих наночастинок різної форми, складу і розмірів; предметом дослідження є характеристики оптичних наноантен.

Методи дослідження: розрахунково-аналітичний.

Результати: результатом дослідження є аналітичні вирази для підсилення електричних полів у зазорі димерних оптичних антен.

Рекомендації щодо впровадження: робота носить фундаментальний характер, проте деякі її результати можуть бути використані при створенні димерних оптичних наноантен.

Практична цінність: досліджено вплив розміру, форми і матеріалу складових оптичної наноантени на підсилення полів у зазорі та на збудження оптичних резонансів.

ABSTRACT

Explanatory note to the master's thesis: 73 pages, 2 tables, 20 figures, 101 references.

DIELECTRIC FUNCTION, FIELD AMPLIFICATION, OPTICAL NANOANTENNA, OPTICAL RESONANCE, SPHERICAL AND ROD-SHAPED NANOPARTICLES

The purpose of the work: to study the frequency dependence of the amplification of electric fields in the gap of a dimeric optical nanoantenna.

Object and subject of research: the object of research is dimeric optical antennas consisting of metal nanoparticles of different shapes, compositions and sizes; the subject of research is the characteristics of optical nanoantennas.

Research methods: computational and analytical.

Results: the result of the study is analytical expressions for the amplification of electric fields in the gap of dimeric optical antennas.

Recommendations to the implementation: the work is of a fundamental nature, but some of its results can be used in the creation of dimeric optical nanoantennas.

Practical value: the influence of the size, shape and material of the components of the optical nanoantenna on the amplification of the fields in the gap and on the excitation of optical resonances was investigated.

ЗМІСТ

	С.
Вступ	7
1 Види оптичних наноантен та їх фізично-технічні характеристики	9
1.1 Одно- та двопровідні оптичні антени	9
1.2 Моделювання одно- і двопровідних оптичних антен	14
1.3 Характерні властивості оптичних антен	19
1.4 Експериментальна реалізація оптичних антен	22
1.5 Металеві оптичні наноантени різної геометрії	30
2 Моделювання процесів підсилення локальних електричних полів оптичними наноантенами	37
2.1 Загальна теорія оптичних антен	37
2.2 Підсилення локальних електричних полів у зазорі димерної оптичної наноантени.	47
2.2.1 Антена з двох сферичних металевих наночастинок	47
2.2.2 Антена з двох стрижнеподібних частинок	53
2.3 Результати моделювання та їх обговорення	57
Висновки	62
Перелік джерел посилань	64

ВСТУП

Під час взаємодії світла з металевою наночастинкою її електрони провідності можуть керуватися електричним полем хвилі, що падає, у колективних коливаннях, відомих як локалізовані поверхневі плазмонні резонанси (ППР). Це призводить до різкої зміни діаграми спрямованості падаючого випромінювання і таких ефектів, як субхвильова локалізація електромагнітної енергії, утворення гарячих точок високої ефективності на поверхні наночастинок або спрямоване розсіювання світла за межі структури. Локалізовані ППР також можуть взаємодіяти з електромагнітними полями, випромінюваними молекулами, атомами або квантовими точками, розташованими поблизу наночастинок, що, в свою чергу, призводить до сильної модифікації випромінювальних і невипромінювальних властивостей випромінювача. Оскільки локалізований ППР забезпечує ефективну передачу електромагнітної енергії з ближнього в дальнє поле металевих наночастинок і навпаки, то плазмонні наноструктури можна розглядати як наноантени, оскільки вони працюють аналогічно до радіоантен, але на більш високих (оптичних) частотах. Такі наноантени підтримують гібридні електромагнітні моди, звані плазмон-поляритонами, які мають надзвичайно короткі довжини хвиль і демонструють сильне утримання електромагнітного поля в нанометровому масштабі. На додаток до їхніх унікальних оптичних властивостей, використання наноантен на оптичних частотах є вельми привабливим для численних застосувань, таких як надчутливе зондування [1,2], надкомпактні світловипромінювальні пристрої [3-5], спектроскопія [6,7], візуалізація [8], збирання енергії та додатки для фотодетектування [9], вловлювання часток [10], нелінійна оптика [11], термічна абляція злоякісних новоутворень [12] та багато інших. Тому зусилля дослідників були спрямовані на контроль і налаштування спектральних властивостей наноантени шляхом зміни їхньої геометрії та розмірів [13-18].

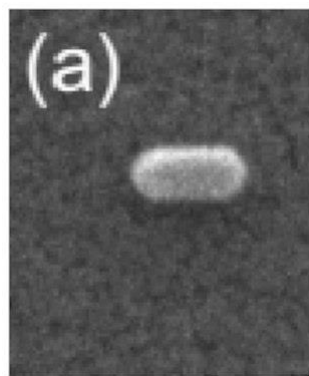
Димерними антенами називають антени, що локалізують поле в зазорі між двома металевими наночастинками. Зазвичай їх можна розділити на дипольні антени та антени типу "краватка-метелик" [19]. Дипольні антени - це найпоширеніші антени радіодіапазону, тому вони знайшли свої аналоги і в оптиці. Відомо, що поле поблизу металевих структур може бути посилене завдяки плазмонним резонансам і розсіюванню на об'єкті з великою кривизною поверхні, у дипольних антенах посилення виникає ще й у зазорі між двома наночастинками. Подібні антени можуть використовуватися для широкого кола застосувань, наприклад, для спрямування енергії в субхвильові оптоелектронні пристрої, а також для посилення флуоресценції або раманівського розсіювання [20, 21], крім того наночастинки золота можуть бути використані для лікування раку завдяки їхній здатності поглинати світло і нагріватися, знищуючи ракові клітини.

Не можна не відзначити, що проблематика зосередження та посилення електромагнітних полів в околицях наночастинок, які мають різні морфологічні особливості, стала предметом детального аналізу в низці наукових досліджень, зокрема в працях [22-24]. Попри це, слід підкреслити, що тема вивчення феномену посилення електромагнітних полів, а також з'ясування механізмів збудження оптичних резонансів у структурах, які мають димерну конфігурацію, залишається практично не розкритою та малодослідженою в академічній літературі. В цьому контексті, задача аналізу частотних залежностей ефекту посилення електромагнітних полів у просторі, що розташований між двома сферичними наночастинками, стає особливо важливою. Але не менш значущим є і вивчення того, як розміри цих наночастинок, їхній матеріал, а також характеристики навколишнього діелектричного середовища можуть впливати на ступінь посилення полів. Все це в сукупності підкреслює актуальність та необхідність подальших досліджень у даному напрямку.

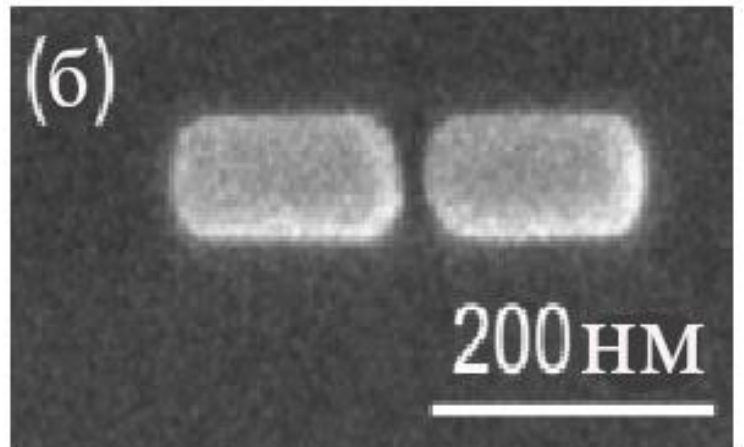
1 ВИДИ ОПТИЧНИХ НАНОАНТЕН ТА ЇХ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ

1.1 Одно- та двопровідні оптичні антени

На відміну від радіочастотних антен, які завжди виглядають як елементи схеми, підключені до ланцюга живлення, оптичні антени часто виглядають як ізольовані структури, резонансні властивості яких будемо розглядати. Найпростішими геометріями оптичних антен є одно- і двопровідні антени, що складаються з одного або двох нанострижнів, розділених невеликим проміжком, відповідно. СЕМ (скануючої електронної мікроскопії) зображення відповідних прототипів (монокристалічного колоїдного стрижня і наноструктурованої двопровідної антени [28]) показано на рисунку 1.1.



а)



б)

а – однопровідна антена (колоїдний наностиржень Au); б – двопровідна оптична антена (виготовлена методом фрезерування сфокусованого іонного пучка, див. фрезерування сфокусованим іонним пучком, див. розділ 7) [28].

Рисунок 1.1 – СЕМ-зображення. Масштабна лінійка однакова для обох панелей

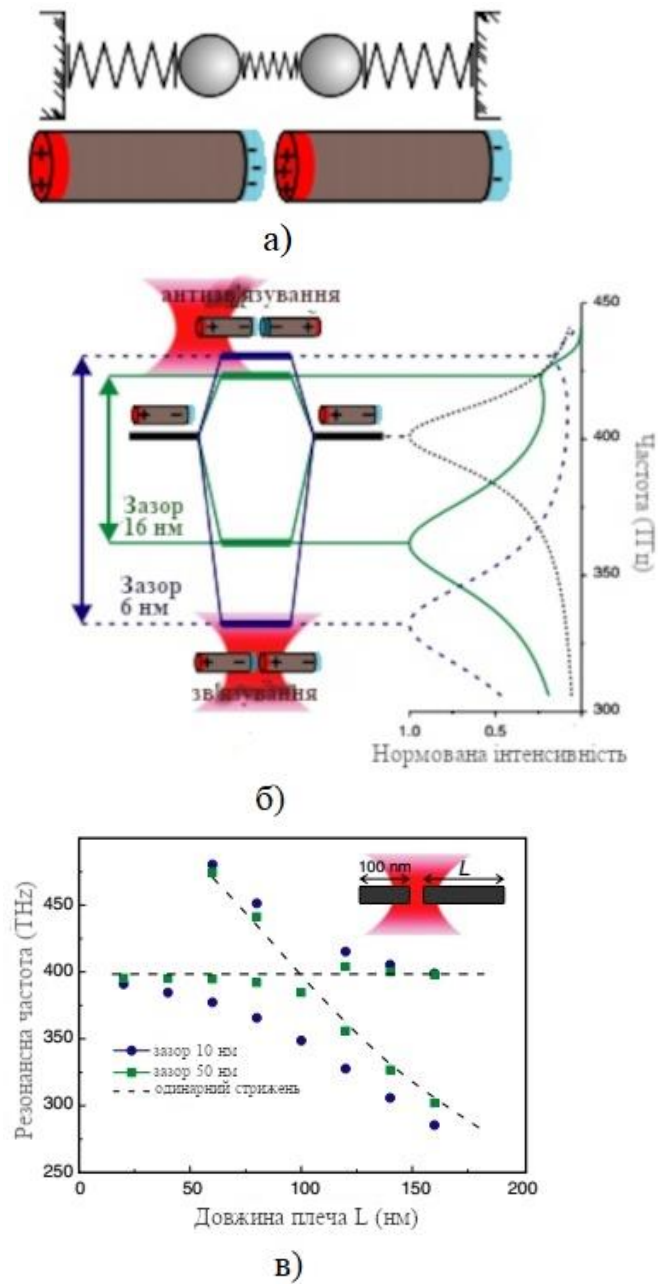
Для складніших структур особливий інтерес становить фундаментальна двопровідна димерна наноантена завдяки суттєво підсиленим і глибоко обмеженим на субхвилях полям, які виникають у її проміжку при зовнішньому освітленні. Використовуючи модель пружинного маятника, розглянемо складніші спектри двопровідних наноантен, які виникають внаслідок гібридизації мод, спричиненої сильною ЕМ взаємодією між частинками.

Наскрізне з'єднання двох дротів може створювати високо локалізовані і суттєво підсилені оптичні ближні поля всередині зазору. Саме цей ефект робить таку конструкцію високоефективною світловою антеною. Щоб зрозуміти цей зв'язок, корисно розглянути механічний аналог плазмонного резонансу на основі пружинного маятника [31]. Оскільки зовнішнє поле створює коливальні поверхневі заряди на наночастинках, кожен стержень можна розглядати як пружину з відповідною ефективною масою, прикріпленою до нього. Якщо дві частинки наближаються одна до одної, необхідно ввести додаткову пружину, яка враховує взаємодію між поверхневими зарядами на кінцях обох частинок, що звернені одна до одної. Цей ефект стає суттєвим на відстанях, порівнянних з діаметром дроту. Рисунок 1.2 а ілюструє основну ідею такої зв'язаної коливальної системи.

З'єднання двох пружинних маятників (дротів антени) через третю пружину (фідерний зазор антени) на цьому малюнку призводить до появи двох нових власних мод. Одна власна мода демонструє синфазні коливання двох пружин, для яких пружина взаємодії має фіксовану довжину і, отже, не діє додатковими силами на масу. Інша власна мода характеризується відповідним протифазним коливанням, в якому пружина взаємодії зміщує резонанс в область більших частот.

Ця дуже проста й інтуїтивно зрозуміла класична модель вже містить найхарактерніші риси сильно зв'язаних систем [32]. Міжчастинковий зв'язок можна також описати в термінах гібридизаційної моделі [33-37], яка тісно пов'язана з теорією молекулярних орбіталей, де перекриття хвильових

функцій враховується для отримання енергетичного розщеплення і характеру симетрії «зв'язуючих» і «антизв'язуючих» орбіталей.



а – ескіз масо-пружинної моделі для зв'язку між двома плазмонними осциляторами; б – діаграма енергетичних рівнів; в – поведінка перетину для нових частот власних мод у системі з двох з'єднаних стрижнів.

Рисунок 1.2 – Міжчастинковий зв'язок і розщеплення мод у двопровідних наноантенах пружинного маятника

Загалом, для ансамблів плазмонних частинок можна стверджувати, що коли моди спектрально і просторово перекриваються, їхнє зчеплення породжує нові резонанси з енергетичним розщепленням, аналогічним до атомної орбітальної гібридизації.

В лінійній дипольній наноантені, яка складається з двох однакових наностиржнів, розділених субхвильовою щілиною, два індивідуальні (вироджені) фундаментальні однопровідні резонанси розщеплюються на два резонанси. Таку поведінку продемонстровано на рисунку 1.2 в, поведінка перетину для нових частот власних мод у системі з двох з'єднаних стрижнів, що спостерігається, коли резонанс одного стрижня налаштовується через його довжину так, щоб перетинати резонанс другого стрижня. Для випадку симетричної дипольної антени дані для режиму антизв'язку відсутні, оскільки збудження, використане в симуляції, є повністю симетричним для цього випадку. Положення освітлювального проміння в моделюванні також показано на рисунках (б) і (в) [28].

Мода зв'язкового резонансу, яка зсунута в область менших частот у порівнянні з однопровідним резонансом, характеризується дипольноподібними коливаннями заряду. Через свій дипольний характер, цей режим коливань може бути збуджений плоскою хвилею, поляризованого уздовж осі антени. Описаний резонанс сильно взаємодіє з полем випромінювання через дипольне випромінювання на додачу до наявних омичних втрат. Як наслідок, низькоенергетичні моди зв'язку антени виглядають "яскравими" у спектроскопічних вимірюваннях при збудженні плоскою хвилею [29, 36]. Відмітимо, що червоне зміщення цієї моди є особливістю, яка не відтворюється простою моделлю пружинного маятника, описаною вище, де синфазні частоти коливань двох зв'язаних систем є виродженими по відношенню до частот коливань кожної ізольованої системи. Це спостереження все ще можна інтерпретувати в рамках такої моделі, якщо врахувати зменшену відновлювальну силу двох одночастинкових пружин. Феноменологічно таке послаблення пов'язане з

взаємною індукцією зарядів, які в зв'язаній системі зміщуються в бік проміжку, зменшуючи таким чином ефективну відновлювальну силу.

Більш високоенергетичний, антизв'язуючий режим характеризується розподілом заряду, який має дзеркальну симетрію відносно зазору живлення діаграма енергетичних рівнів (див. рис.1.2 б) і змодельовані спектри інтенсивності ближнього поля для симетричних двопровідних антен. заввишки 30 нм, завширшки 50 нм і завдовжки 110 нм з проміжком 6 нм (синій пунктир) і 16 нм (зелений суцільний), а також для однопровідних антен з тими самими розмірами (чорний пунктир). Як наслідок, антизв'язувальна мода не дає ефективного випромінювання в далеке поле, оскільки два окремі диполі коливаються в протифазі і, отже, значною мірою компенсують один одного в протилежному полі.

Крім того, режим антизв'язку не може бути збуджений у спектроскопії далекого поля доти, доки траєкторія освітлення залишається симетричною [29, 36, 38]. Тому режим антизв'язку називають «темним». З цих двох причин більшість експериментів, про які досі повідомлялося, стосувалися переважно режимів зв'язку з червоним зсувом (див., наприклад, [36, 38, 39]). Для збудження темного антизв'язку потрібно порушити симетрію системи. Для симетричної антени цього можна досягти, використовуючи несиметричні (асиметричні) умови збудження, що має місце у випадку збудження локалізованим точковим джерелом [40], повним внутрішнім відбиттям [41], збудження похилою плоскою хвилею [29], або зміщеним сфокусованим пучком збудження [33]. Завдяки зменшеному загасанню випромінювання очікується, що темнові резонанси також матимуть більшу добротність [33].

Зв'язок між провідниками двопровідної антени сильно зростає зі зменшенням ширини проміжку. Чим менший розмір щілини, тим більшим є розщеплення енергії. Розщеплення енергії між антизв'язковим і зв'язковим антенними резонансами є аналогом розщеплення енергії у випадку адіабатичного сильного зв'язку взаємодіючих квантових систем [32]. Оскільки резонансна частота кожного дроту антени може бути налаштована

за довжиною незалежно, двопровідні антени дають можливість візуалізувати сильний зв'язок між наночастинками, відстежуючи зсуви максимумів задіяних резонансів. На рисунку 1.2 в показано результати FDTD симуляції асиметричних двопровідних антен, де налаштовувалася резонансна частота одного дроту від значно вищої до значно нижче резонансної частоти іншого. Зазор встановлюється 10 або 50 нм для того, щоб візуалізувати залежність міцності зв'язку від зазору. Про останнє можна зробити висновок з розщеплення енергії «на резонансі» за аналогією до сильного зв'язку між атомом і порожниною. З експериментальної точки зору, за умови, що для збудження обох мод використовується правильна геометрія збудження обох мод, така чітка крива може бути отримана лише для достатньо малих зазорів, тому що в іншому випадку розщеплення може бути недостатнім для спектрального розрізнення обох досить широких резонансів.

Зв'язок між наночастинками відіграє дуже важливу роль у формуванні їхніх спектральних властивостей. Насправді, за допомогою його інженерії, наприклад, контролюючи геометрію збірки наночастинок, можна, в принципі, формувати спектральний відгук складнішої системи і отримати бажані оптичні властивості [34, 37, 46]. Крім того, зв'язок світлих і темних мод знайшов застосування в плазмоніндукованій прозорості метаматеріалів [43, 44], фаноподібних резонансах [45, 46], різких резонансах [42, 45-47], де такий зв'язок призводить до різких провалів в широкому резонансному піку, що може бути корисним у сенсорних додатках.

1.2 Моделювання одно- і двопровідних оптичних антен

Обговоримо результати комп'ютерного експерименту з використанням пакету моделювання FDTD [48] одно- та двопровідних оптичних антен, зосереджуючись лише на резонансі режиму сполучення. Кожен елемент

антени моделюється як золотий циліндр із напівсферичними торцями та радіусом 10 нм у вакуумі (сфероциліндром). Система симетрично освітлюється центрованим гауссовим променем (числова апертура 0,6), лінійно поляризованим вздовж осі сфероциліндра, і спектри інтенсивності ближнього поля записуються на відстані 5 нм від вершини елемента або в середині зазору. Довжина зазор встановлюється 10 нм або 4 нм. Зі змодельованих спектрів ближнього поля визначається резонансна довжина хвилі та добротність антен. Результати моделювання показані на рисунку 1.3. На рисунку 1.3 а представлено графік довжини хвилі вільного простору λ_0 як функція довжини стрижня, при якій стрижень є резонансним, для однопровідних і двопровідних антен. Потрібно зазначити, що нахили лінійних ділянок графіків відрізняються для одно- і двопровідних антен. У рамках опису резонансів Фабрі–Перо у лінійних антенах це спостереження можна віднести до зміни коефіцієнта відбиття на кінцях зазору в кожному дроті дводротової антени внаслідок близького розташування іншого дроту. Типові спектри інтенсивності ближнього поля показано на рисунку 1.3 б для проводів довжиною 100 нм. Можна чітко спостерігати червоне зміщення внаслідок існування зв'язку між дротами. Червоне зміщення резонансної довжини хвилі від приблизно 770 нм до приблизно 830 нм при переході від однодротової структури до дводротової структури з проміжком 10 нм і далі зміщується приблизно до 845 нм, коли проміжок зменшується до 4 нм.

Завдяки симетричному освітленню в цих спектрах можна спостерігати лише резонанс режиму з'єднання провідників, рисунок 1.3 в відображає добротність резонансів як функцію резонансної довжини хвилі $\lambda_{0,\text{res}}$. Його можна приблизно розрахувати зі співвідношення 1.1:

$$Q = \lambda_0 / \Delta\lambda_0, \quad (1.1)$$

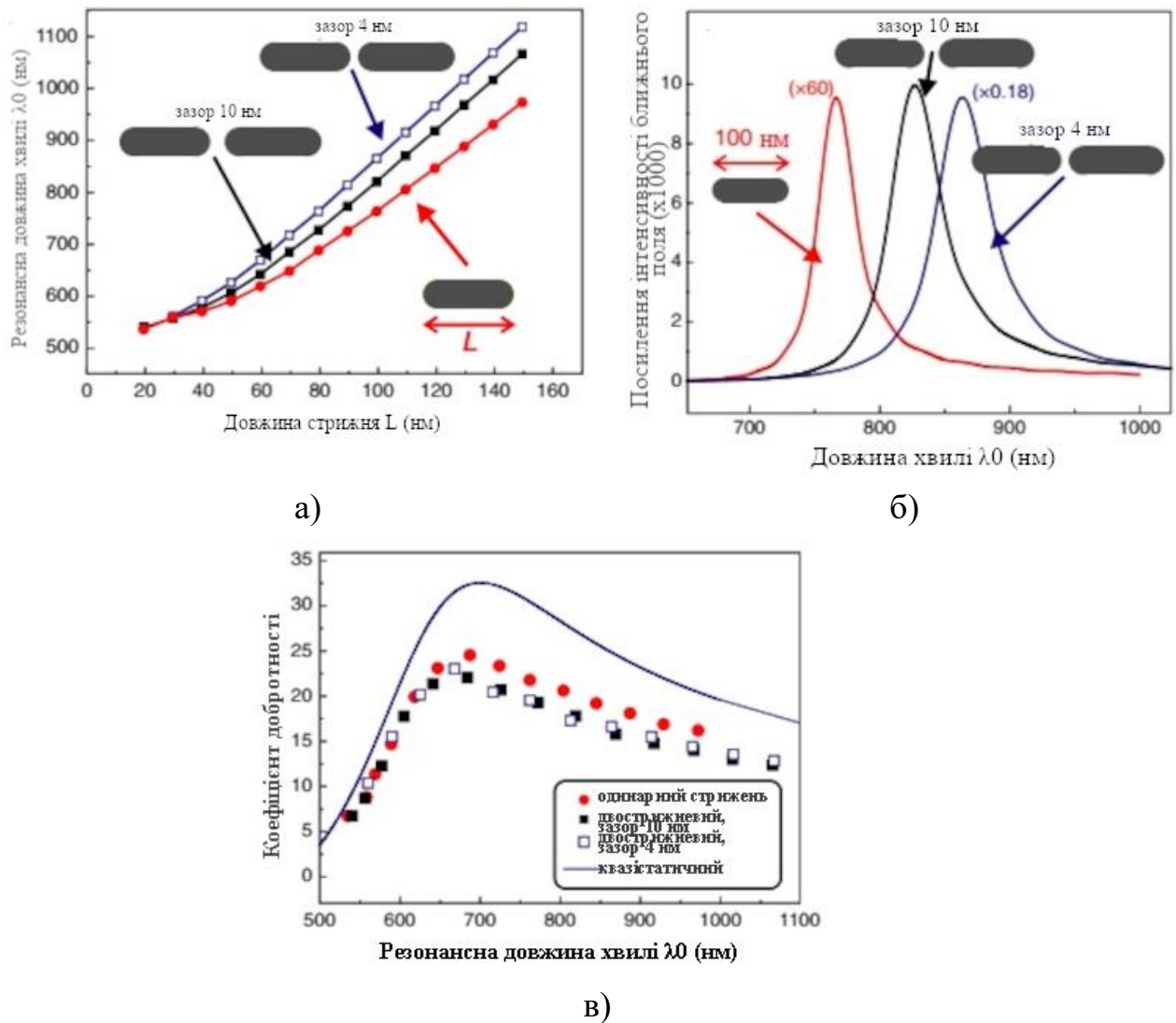
де λ_0 – повною шириною на половині максимуму резонансу.

Чим більша добротність, тим довше енергія може зберігатися в резонаторі. Тут змодельовані добротності порівнюються з результатами аналітичних розрахунків (суцільна лінія на рисунку 1.3 в) у квазістатичному наближенні [49], де для точкового дипольного плазмонного генератора враховуються лише омічні втрати.

Низькі значення добротності, отримані для фундаментальних мод зв'язку в дротяних антенах, можна пояснити спільним впливом омічних втрат і втрат на випромінювання. Той факт, що змодельовані добротності якісно відповідають результатам, отриманим в квазістатичному наближенні, вказує на те, що омічні втрати домінують у цих структурах. Квазістатичне наближення є фундаментальним бар'єром лише для малих частинок.

Для частинок більших розмірів запізнення, як очікується, призведуть до відхилень від цієї ідеалізованої моделі. Було показано, наприклад, що дуже малу порожнину з нульовим резонансом можна створити точним інжинірингом фазового зсуву відбиття, і що таким чином можна досягти значень добротності, що значно перевищують квазістатичну межу [30]. Подібні ефекти можуть з'явитися для конкретних антенних систем. Режимми антизв'язку в цьому контексті мають менші втрати на випромінювання і, отже, більшу добротність [33].

Тепер, коли обговорено спектральні властивості фундаментального резонансу антени, розглянемо розподіли поля, струму і заряду. На рисунку 1.4 а, б, в (для однопровідної антени (а) і двопровідної антени з проміжком 10 нм (б) або 4 нм (в)) показано розподіли підсилення інтенсивності ближнього поля на резонансі для наноструктур, зображених на рисунку 1.3 б. Всі інтенсивності нормалізовано відносно інтенсивності джерела. Для двопровідної антени на рисунку 1.4 б спостерігається більше підсилення інтенсивності ближнього поля у проміжку, яке перевищує сумарний ефект окремих провідників.

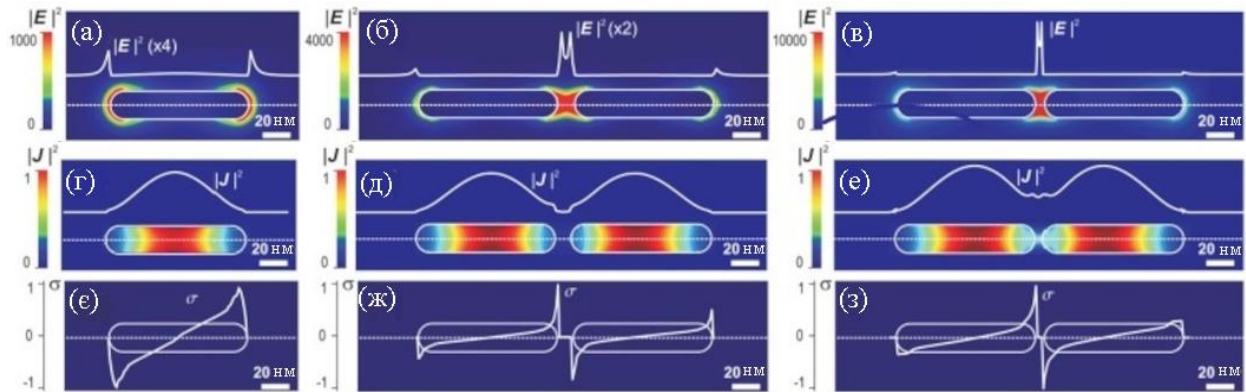


а – резонансна довжина хвилі як функція довжини стрижня (червоні кружечки: однодротова антена; чорні суцільні квадрати: дводротова антена з проміжком 10 нм; сині порожні квадрати: дводротова антена з проміжком 4 нм); б – репрезентативні спектри ближнього поля для антен, що складаються з провідників довжиною 100 нм; в – добротність як функція резонансної довжини хвилі.

Рисунок 1.3 – Результати моделювання FDTD для одно- та дводровових золотих наноантен

Порівнюючи рис. 1.4 б і в, можна помітити чітке збільшення підсилення при зменшенні довжини зазору.

Тому взаємодія світла з речовиною в ближніх полях антени обмежується чітко визначеними дипольними переходами [50], якщо тільки не використовується спеціальна геометрія [51]. Загальний розподіл струму (омічний струм і струм зміщення) для фундаментального резонансу однопровідної антени (рис. 1.4 г), як і очікувалося, сильно нагадує розподіл для радіочастотної $\lambda/2$ антени.



а, б, в – карти посилення інтенсивності ближнього поля в площині, що перерізає антену; г, д, е – нормовані карти повної густини струму для тих самих антенних структур; є, ж, з – нормалізовані профілі поверхневої густини заряду.

Рисунок 1.4 – Результати моделювання FDTD для золотих наноантен, що складаються з дрітів довжиною 100 нм у вакуумі

У радіочастотному режимі, коли до тонкопровідної антени додається дуже малий фідерний зазор, який потім з'єднується з хвилеводом з імпедансом, для двопровідної антени очікуються лише невеликі зміни в розподілі струму.

Проте у плазмовному режимі, повітряний проміжок є сильно невідповідною вставкою для стрижнів і спричиняє сильні відхилення від ідеалізованої ситуації. Дійсно, якщо подивитися на загальний розподіл струму для фундаментального резонансу двопровідної наноантени, як

показано на рисунках 1.4 д і е, з'являються два максимуми струму замість одного, що робить її поведінку більш схожою на поведінку λ -антени, ніж на поведінку $\lambda/2$ -антени. Зокрема, порівнюючи випадок зазору 10 нм (рис. 1.4 д) з випадком зазором 4 нм (рис. 1.4 е), можна побачити, що для меншого зазору два максимуми струму трохи зсунуті в бік зазору, що забезпечує більше накопичення заряду і, відповідно, більші поля, як це обговорювалося для на рисунку 1.4 в (двопровідна антени з проміжком 4 нм). Нарешті, на рисунках 1.4 є, ж, з показано нормалізовані профілі поверхневої густини заряду, де чітко видно дипольне розділення заряду. Знову ж таки, ефект зменшення зазору призводить до збільшення накопичення заряду в зазорі і одночасного пригнічення накопичення заряду на зовнішніх кінцях антени.

1.3 Характерні властивості оптичних антен

Досі підкреслювалося як близька схожість оптичних антен зі стандартними радіочастотними антенами, так і відмінності, які виникають в оптичній області частот внаслідок не ідеальності провідних властивостей металів і виникнення плазмонних резонансів. Можна стверджувати, що всі суттєві відмінності між поведінкою радіохвильових і оптичних антен зумовлені тим, що:

- оптичні антени характеризуються великими омичними втратами;
- довжини хвиль плазмонних мод дроту і хвиль вільного простору значною мірою не збігаються.

Ці спостереження мають багато наслідків для поведінки ізольованих оптичних антен у порівнянні з радіочастотним режимом, серед яких найважливішими є:

- зниження ефективності випромінювання;
- нижча добротність резонансів (більша смуга пропускання);

- своєрідний закон масштабування резонансної довжини антени;
- відхилення діаграми спрямованості;
- відхилення розподілу струму.

Тепер розглянемо питання про те, якими є характерні властивості оптичної антени, як оптичної антени. Оскільки будь-яка взаємодія світла з речовиною призводить до утворення локалізованих ближніх полів [57], можна поставити питання, яке значення вони мають для конкретних металевих наноструктур. Дійсно термін «оптична антена» в літературі використовується в дуже широкому сенсі. Якщо класифікувати їх за матеріалами, з яких вони виготовлені, крім металевих антен, існують також «антени» виготовлені з напівпровідникових та діелектричних матеріалів [58]. Сформулюємо деякі критерії для визначення підмножини наноструктур з усіх можливих форм які будемо називати оптичними антенами.

Першим критерієм, за яким конструкцію можна вважати оптичною антеною є те, що вона повинна бути здатна концентрувати (тобто посилювати і локалізувати) поля плоских хвиль, що поширюються в межах певної спектральної смуги пропускання для різних діапазонів напрямків падіння, тим самим створюючи підсилені і локалізовані, а отже, нерозповсюджені ближні поля за відсутності непружних процесів. Тут можна розглядати плоскі хвилі без втрати загальності, оскільки будь-яке поле, що поширюється, можна розкласти на плоскі хвилі, що поширюються в різних напрямках [27]. Цей перший критерій ще не виключає будь-якої специфічної структури згідно з [57]. Другий критерій полягає в тому, що теорема взаємності має бути застосовна до задіяних полів і струмів. Справедливість теореми взаємності автоматично передбачає і зворотну роботу антени: антени може перетворювати, знову ж таки в межах певної смуги пропускання, локальні поля в суперпозицію плоских хвиль з діаграмою спрямованості, яка співпадає діаграмою спрямованості приймача.

Крім того амплітуда принаймні деяких плоских хвиль, випромінюваних у різних напрямках, повинна бути більшою в присутності наноантени, ніж

без неї. Цей другий критерій разом з першим виключає з подальшого обговорення структури, в яких має місце стоксівська флуоресценція, а також оптичні процеси у фотосинтетичних та інших надмолекулярних комплексах, де відбувається незворотнє поглинання енергії реакційними центрами.

Третій критерій полягає в тому, що принцип утримання світла не стосується лише хвиль, що поширюються у вільному просторі. Якщо якась частина наноструктури, що розглядається, ґрунтується на такому опису, ця частина не буде вважатися частиною власне антени. Очевидно, що це виключає дзеркала і лінзи всіх видів, включаючи лінзи Френеля в 3D і 2D реалізації. Крім того, для збільшення підсилення поля зазвичай сприятливо, якщо задіяний плазмонний резонанс, який збільшує переріз поглинання оптичної антени за межами її проекрованої геометричної площі і збільшує локальне підсилення інтенсивності, виходить за межі ефекту чистого світловода. У контексті теоретичного вивчення радіочастотних антен, поняття резонансу можна розглядати через призму його впливу на ширину смуги пропускання, як це вказано в наукових джерелах [26]. Існує цікавий аспект, що на оптичних частотах, де активно використовуються плазмонні резонанси, ми часто стикаємося з їх надзвичайною широтою. Слід зазначити, що добротність таких резонансів зазвичай не відрізняється високими показниками, що, в свою чергу, не робить обмеження смуги пропускання критично важливим фактором. Це означає, що в багатьох випадках можливості плазмонного резонансу є достатніми для потреб дослідження.

Додатково варто підкреслити, що вибір оптичної антени, заснований на критеріях, викладених у наукових публікаціях, не завжди гарантує найкращий результат для кожного конкретного експерименту. Існують сценарії, в яких при спробі оптимізації параметрів оптичної антени, ми можемо спостерігати поліпшення деяких характеристик системи, в той же час, як інші параметри можуть не виправдати очікувань і показати зниження ефективності. Це підкреслює необхідність комплексного підходу до вибору компонентів системи та аналізу всіх можливих наслідків такого вибору.

Як висновок з вищесказаного, обмежимо типи оптичних антен, які розглядаються на далі, скінченними металевими наноструктурами, які демонструють плазмонний резонанс у видимому та ближньому інфрачервоному діапазоні.

1.4 Експериментальна реалізація оптичних антен

Оскільки резонанси оптичних антен сильно залежать від точної геометрії і розмірів, виготовлення наноантен вимагає надійних і відтворюваних методів структурування з типовою роздільною здатністю меншого за 10 нм для точного визначення критичних розмірів, таких як розмір проміжку живлення або довжина плеча антени. Це ставить найсучасніші методи наноструктурування на межу можливостей і може вважатися однією з головних проблем при створенні оптичних антен і плазмонних пристроїв.

Для експериментальної реалізації оптичних антен були застосовані різні підходи нановиробництва «зверху-вниз» і «знизу-вгору». Підходи, наприклад, електронно-променева літографія (EBL) і фрезерування сфокусованим іонним пучком (FIB), зазвичай починаються з тонкої мультикристалічної металевої плівки на оптично прозорій поверхні, на електропровідній підкладці (оксид індію, оксид олова, ІТО), яка необхідна для уникнення ефекту зарядки. Загалом, вказані підходи дозволяють виготовляти великі масиви майже ідентичних наноструктур з чітко визначеною орієнтацією і відстанню між ними. З іншого боку, підходи «знизу-вгору», використовують переваги хімічного синтезу і самозбирання металевих наночастинок у розчині з майже ідеальною симетрією і кристалічністю. Такі наночастинок можна наносити на будь-яку підкладку. Проте щоб бути ефективними, ці методи часто вимагають точного вибору

розміру і нанопозиціонування, а також підбору стратегій для створення нетривіальних структур.

Наразі тривають зусилля, спрямовані на покращення роздільної здатності та надійності наноструктурування, а також для кращого розуміння ролі кристалічності в досягненні покращених оптичних відгуків плазмонних структур. Шорсткі поверхні та мультикристалічні матеріали можуть бути шкідливими як з точки зору підвищеного розсіювання плазмонів, так і нечіткої визначеності геометричних параметрів, яка виникає через анізотропну реакцію мультикристалічних матеріалів під час нановиробництва. Нещодавно поєднання обох підходів показало потенціал для виготовлення наноструктур високої чіткості з дрібними деталями на великих площах [28].

Одним з найпопулярніших методів виготовлення наноантен на плоскій підкладці є електронно-променева літографія (EBL) [38, 58-60]. У типовій реалізації (див. рис. 1.5) електронно-променевої літографії з високою роздільною здатністю електроночутливий резист високої роздільної здатності, наприклад, РММА, формується за допомогою сфокусованого електронного пучка [61].

Потім шаблони розробляються і вибірково видаляються. Тонкий шар металу потрібної товщини потім випаровується, покриваючи як порожнечі, так і залишки резисту. Нарешті, зразок піддається впливу розчинника який видаляє залишки резисту і залишає металеві структури в пустотах, які не зачіпаються. Оскільки нанесення рисунків здійснюється електронним пучком, просторова роздільна здатність малюнка зазвичай не перевищує 5 нм.

Прте, через мультикристалічність осадженого шару металу, роздільна здатність остаточної структури зазвичай не така висока. Найсучаснішу наноантену, виготовлену методом EBL показана на рисунку 1.6 а. Для того, щоб підвищити стабільності виготовлених наноструктур під час роботи, тонкий шар титану або хрому (зазвичай < 5 нм) часто використовують як

адгезійний шар. Проте такі шари можуть значно збільшити загасання поверхневого плазмону [33, 62]. Лише більші ділянки металу витримують відрив без таких запобіжних заходів. Методом FIB були виготовлені золоті наноантени без адгезійного шару [39]. Нещодавно були запропоновані та розроблені інші методи на основі EBL без адгезійного шару [63, 64].

На додаток до літографії, індуковане електронним променем осадження застосовується для створення складних наноструктур [65, 66] або для виготовлення масок для подальшого сухого травлення [67]. Індуковане електронним променем осадження також є перспективним для інженерії діелектричних властивостей середовища антени (наприклад, для діелектричного навантаження фідерного зазору антени), або для осадження окремо розташованих провідних дріотів і поєднання оптичних та електричних процесів у плазмонних схемах [68].

Іншою ефективною технологією обробки для реалізації оптичних антен є фрезерування іонним пучком (FIB). Структурування FIB базується на локалізованому розпиленні матеріалу за допомогою прискорених іонів Ga, які випромінюються металевим джерелом іонів [69]. Іони, що випромінюються, прискорюються, фокусуються в пучок з плямою в кілька нанометрів і скануються над провідною підкладкою для отримання бажаного рисунку [70].

Зіткнення іонів генерує каскад перетворень всередині твердого тіла, при цьому атоми вибиваються з рівноважного положення, що призводить до локальної ерозії поверхні (див. типові типові етапи виготовлення на рис. 1.5). В області оптичних антен, нановиробництво FIB було успішно застосовано в ряді випадків, оскільки воно поєднує в собі нанорозмірну роздільну здатність з високою універсальністю підходу до прямого формування діаграми спрямованості [39, 53, 71-73].

Основними перевагами фрезерування FIB є широка застосовність практично до будь-якого типу (достатньо провідного) матеріал і дуже гарну роздільну здатність, що дозволяє виготовити прототипи поверхневих

наноструктур і зазорів у в діапазоні 10-20 нм. При застосуванні до хімічно вирощених монокристалічних металевих пластівців [33, 38], відтворювані щілини антен менші за 10 нм (див. рис. 1.6 б).

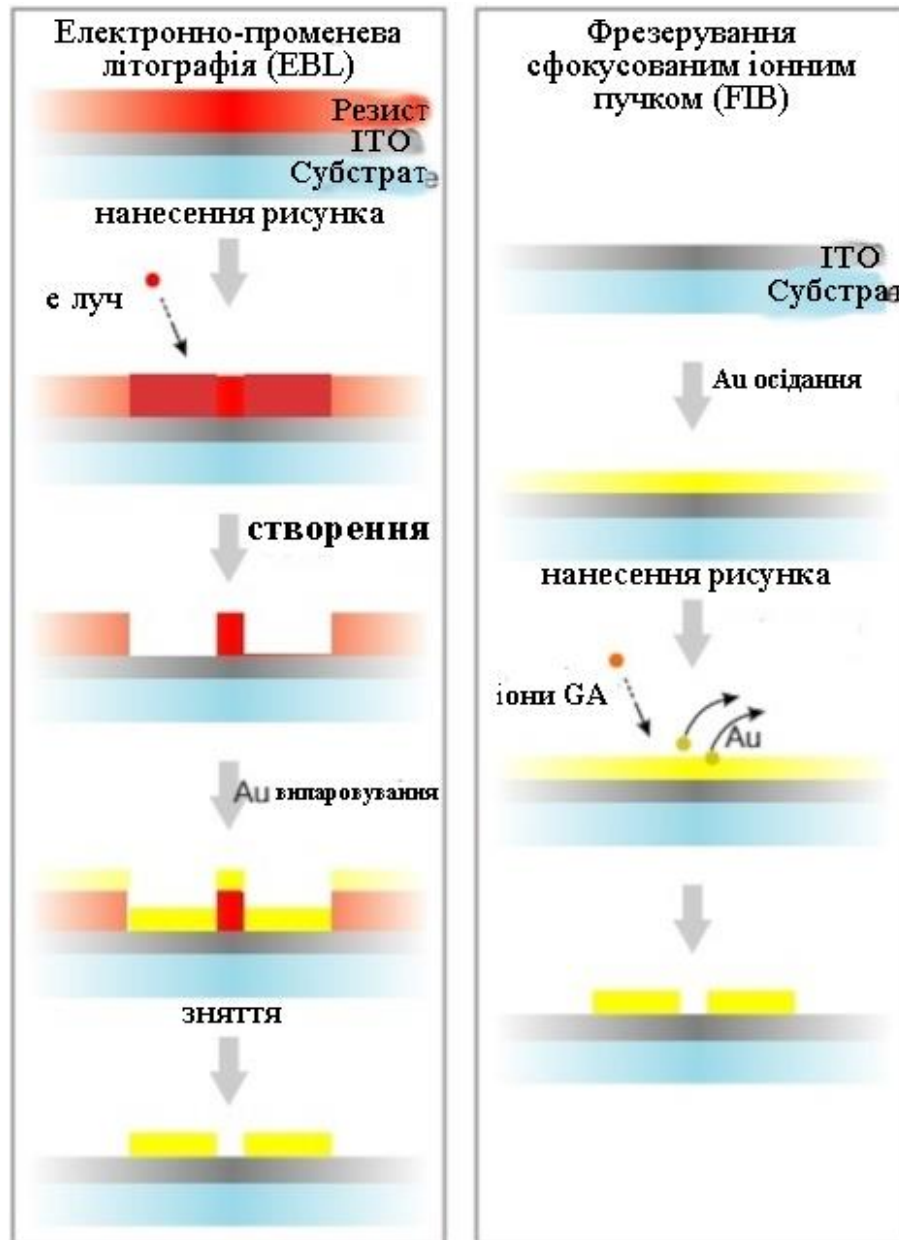


Рисунок 1.5 – Ескіз основних етапів стандартного EBL та FIB наноструктурування наноантен

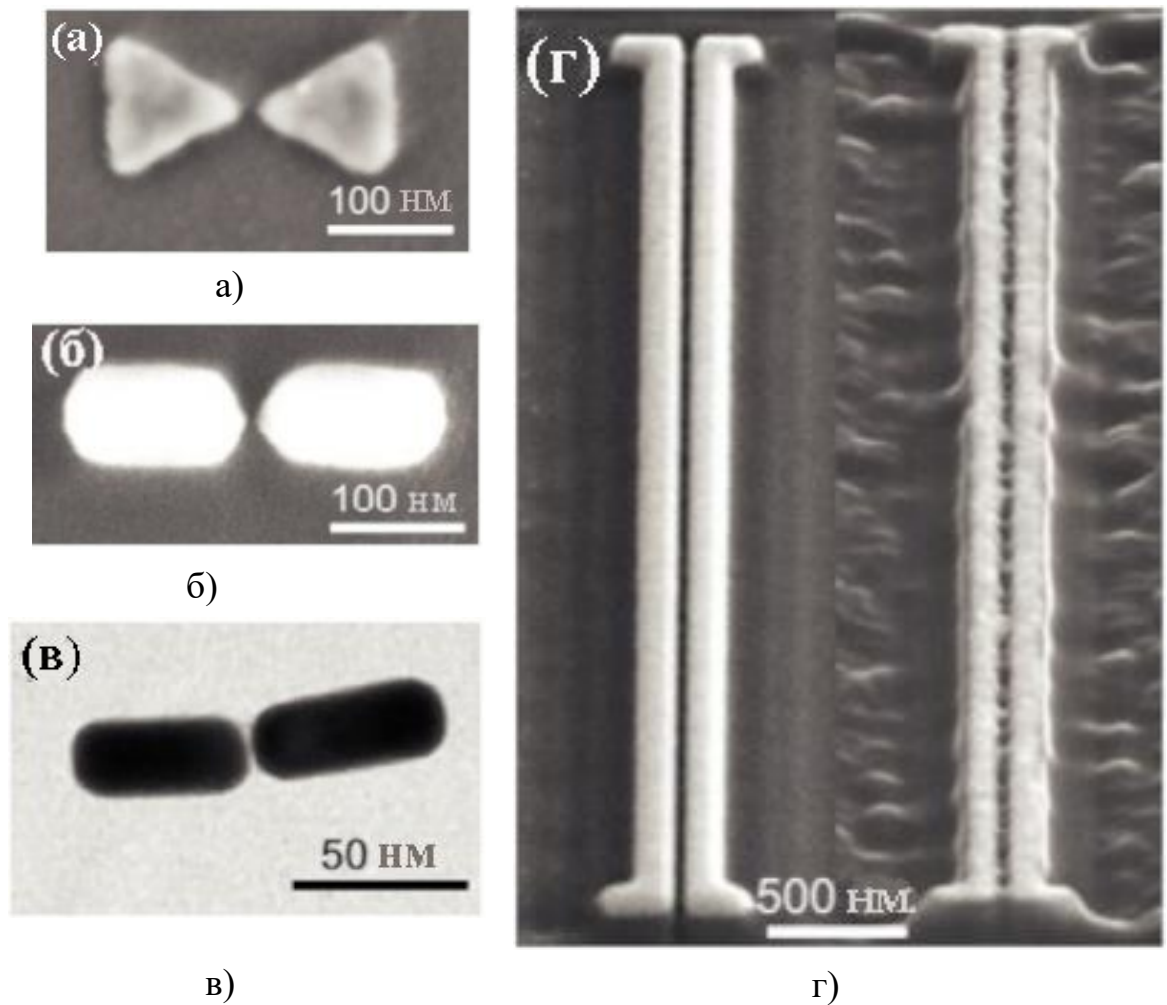
FIB є унікальним інструментом структурування, коли використання літографії на основі резистів ускладнено, наприклад, при неплоскій

топографії зразків, таких як оптичні антени в атомно-силовій мікроскопії (AFM) [53, 74, 75] або коли опір повинен бути усунутий, щоб дозволити епітаксію на основі резисту підкладок з монокристалічних металів. З іншого боку, оскільки FIB - це процес розпилення, частина розпиленого матеріалу може бути вдруге осаджена назад на поверхню і забруднювати вже виготовлені структури.

Тому ретельна розробка шаблону FIB і послідовності нанесення дуже важлива. Крім того, проміжки, вирізані за допомогою FIB, зазвичай мають конічну форму, тому довжина зазору нерівномірна за шириною. Цей ефект може бути менш вираженим для EBL через відсутність прямого шаблону і його в будь-якому випадку можна тримати під контролем за допомогою ретельної процедури оптимізації. Хоча фрезеруванні іонним пучком розбризкує матеріал, пучок прискорених іонів може викликати імплантацію іонів Ga в металеву плівку та підкладку. Нещодавно було проведено енергетичне дисперсійне рентгенівське дослідження золотої смужки, структурованої методом FIB [28], але показало не виявлену імплантацію Ga, що відповідає концентрації $Ga < 1\%$. Проте, навіть слабка іонна імплантація може впливати на діелектричні властивості матеріалів, тому ці ефекти потребують подальшого вивчення. Як приклад, вплив іонної імплантації на електропровідність, а також вплив залишків Ga в наноцілинах, вирізаних FIB в Au плазмонних антенах, на енергію і добротність їхніх резонансів, був чітко продемонстрований [76].

Можливою маловитратною, високопродуктивною альтернативою як FIB, так і EBL, є літографія наноімпринтних структур (NIL). На відміну від літографії на основі серійних променів, де фотони, електрони або іони використовуються для визначення наношаблонів, в процесі NIL використовується тверда форма, яка містить всі топографічні особливості поверхні, які потрібно перенести на зразок, і пресується при контрольованій температурі і тиску в тонку полімерну плівку, створюючи таким чином контраст за товщиною [77].

Роздільну здатність методу NIL порядку 10 нм було продемонстровано більше десяти років тому.



а – СЕМ-зображення краватки-метелика наноантени виробництва EBL з проміжком меншим за 10 нм;

б – СЕМ-зображення проміжку 8 нм в дипольній антені, реалізованій FIB, починаючи з монокристалічних золотих (Au) мікропластівців [28];

в – трансмісійне електронно-мікроскопічне (ТЕМ) зображення ковалентно зв'язаної самозбірної двопровідної антени [74];

г – вплив мультикристалічних зерен на структурування плазмового контуру (ліворуч: монокристалічна плівка Au; праворуч: мультикристалічна плівка Au) [28].

Рисунок 1.6 – Виготовлені наноантени

Перспективною варіацією цієї техніки є UV-NIL, коли прозора форма, наприклад, скляна або кварц, пресується при кімнатній температурі в рідкий прекурсор, в якому потім відбувається твердіння затверджується під дією УФ-випромінювання.

Для того, щоб зменшити вартість виготовлення прес-форми і досягти нанесення рисунка на більшій площі за нижчого тиску, були розроблені методи м'якого нанодруку на основі полімерних гнучких штампів, що тиражуються з однієї майстер-форми. У майбутньому NIL може стати ідеальною технологією для маловитратної, високо відтворюваної реалізації антенних гранок, що покривають великі площі, наприклад, для реалізації оптичних біосенсорів на підкладках або на гранях волокон [78].

На додаток до методів нанофабрикування «зверху-вниз», підходи «знизу-вгору» також широко використовуються для отримання монокристалічних металевих наноструктур. Хімічно вирощені колоїдні наночастинки забезпечують контрольовану форму, високу чистоту та чітко визначену кристалічність. Наночастинки різних матеріалів у різних формах синтезуються з використанням поверхнево-активних речовин в окислювально-відновлювальному процесі [79-87]. Ізотропні та анізотропні наночастинки типу «ядро-оболонка» також отримують хімічними методами [88, 89]. Використання хімічно вирощених наночастинок в якості наноантен, як правило, вимагає їхнього розташування на поверхні у чітко визначених положеннях, щоб досягти бажаних оптичних властивостей. Такої контрольованої збірки можна досягти, наприклад, за допомогою наноманіпуляцій [34], електрофорезу [90], рідинним вирівнюванням [91] або мікроконтактним друком [92].

Нещодавно полімерні проміжні шари також були використані для контролю міжчастинкових відстаней у кластерах наночастинок [42]. Виготовлення дуже малих зазорів в оптичних антенах є важливим питанням, оскільки це дозволить вивчати ефекти, які, як очікується, діятимуть проти ефектів підсилення суто ЕМ поля, такі як нелокальність [93] і квантове

тунелювання [94]. Проміжки необхідні для досягнення режиму, в якому такі ефекти можуть мати місце, є дуже малими, порядку 1 нм або менше [95, 96], і їх важко досягти за допомогою стандартного нановиробництва. Такі проміжки можуть бути легко досягнуті за допомогою хімічної самозбірки золотих нанострижнів у розчині (див. рис. 1.6 в), де зазор визначається товщиною шару поверхнево-активної речовини, що покриває поверхню частинок [74, 97].

Іншим підходом, за допомогою якого можна створити дуже малі зазори, є АСМ-наноманіпуляція. Наноструктурами можна маніпулювати на поверхні шляхом контрольованого натискання на них вістрям (кінчиком) АСМ. Щоб виконати маніпуляцію, структури, які нас цікавлять, спочатку локалізуються за допомогою візуалізації в режимі постукування.

Потім задане значення петлі зворотного зв'язку збільшується до порогу маніпуляції і виконується виштовхування шляхом розміщення наконечника «позаду» частинки, а також відбувається п'єзорух в потрібному напрямку. Таким чином, зазор антени-метелика зменшується до тих пір, поки не відбудеться контакт [98]. В інших експериментах наноантени, що містять наночастинки алмазу, були зібрані за допомогою АСМ наноманіпуляцій.

Використовуючи можливості, що надаються технологією скануючих зондів оптичні антени, виготовлені на кінчиках скануючих зондів, можуть вільно розташовуватися для зондування різних ділянок поверхні з нанометровою точністю. Таким чином можна розмістити один випромінювач в безпосередній близькості до антени та антенного зазору, одночасно досліджуючи його оптичний відгук за допомогою інвертованого конфокального мікроскопа. Виготовлення оптичних антен на кінчику скануючого зонда, проте, є складною задачею для будь-якого інструменту для мікровиробництва, і в цьому контексті часто використовується фрезерування FIB. Як приклад застосування, підсилення випромінювання і пов'язані з ним зменшення збудження та зменшення часу життя у збудженому стані були продемонстровані для антени-метелика на

наконечнику АСМ, який був з'єднаний з напівпровідниковим нанокристалом [53].

Для того, щоб отримати надійну процедуру для виготовлення антен на основі наконечників, які є паралельними до площини зразка, бажано мати плоскі плато на верхівці наконечника, що є відправною точкою перед випаровуванням металу і наноструктуруванням [98]. Проте, антени також можуть бути реалізовані перпендикулярно до площини зразка, а саме у вже сформованому напрямку мікроскопії з наведенням на апертуру [99]. Таким чином можливою є реалізація $\lambda/4$ монопольних антен на вершинах конічних оптичних волокон за допомогою FIB [73] та їхня взаємодія з окремими молекулами [49].

Альтернативний підхід до виготовлення антенних зондів полягає в хімічному прищепленні окремих наночастинок золота за допомогою діелектричного наконечника зонда, для якого розроблено ефективні методики. Ці концепції були застосовані для вивчення емісійних властивостей молекул, зв'язаних з окремими резонансними наночастинами Au прикріпленими до конічних оптичних волокон [19, 20]. Методика була також застосована для зображення розподілу флуоресцентно мічених білків у біологічних мембранах з дуже високою роздільною здатністю. Оскільки прищеплення несферичних частинок не є тривіальною проблемою, альтернативний підхід передбачає розміщення нанострижнів всередині кварцових нанопіпеток.

1.5 Металеві оптичні наноантени різної геометрії

Обговоримо тепер наноантени, які були запропоновані та досліджені експериментально. Почнемо з дуже простих одночастинкових структур, таких як наносфери та нанострижні, а потім перейдемо до більш складних,

таких як димери наночастинок, перехресні наноантени та наноантени Ягі-Уда. Для кожної структури обговоримо, як відповідні властивості антени приносять користь їхньому експериментальному застосуванню.

Поодинокі золоті наносфери і нанострижні демонструють резонансний спектр, який зміщується зі змінного їх геометричних параметрів. Їх використання мотивоване, головним чином, простими і добре відпрацьованими методами хімічного синтезу, які дозволяють виробляти монокристалічні наночастинки в розчині. Через їхню дуже просту геометрію, вони також є ідеальними еталонами для перевірки теоретичних передбачень для квантових випромінювачів з плазмонним зв'язком. Вони були успішно застосовані для підвищення чутливості флуоресцентної та комбінаційної спектроскопії на одномолекулярному рівні [17, 19, 20]. Стрижеподібні частинки, на відміну від сфер, також виявляють чутливість до поляризації поля. Як правило, підсилення поля і локалізація світла поблизу кінців наностиржнів набагато більші, ніж для сфери, що можна пояснити комбінованим внеском як більш сприятливого спектрального розташування (з точки зору пов'язаних втрат) фундаментального резонансу, так і посиленням ефектом блискавковідводу.

З'єднання двох наночастинок призводить до підсилення інтенсивності ближнього поля і локалізації в зазорі між частинками. Це також є додатковою ступеню вільності при налаштуванні резонансної частоти і призводить до більшої ефективності випромінювання. У той час як наностиржневі димери [38, 39, 74] представляють найпростіший аналог радіочастотних лінійних дипольних щілинних антен, наносферичні димери [38, 74] представляють собою аналог радіочастотних герцівських дипольних антен. Незважаючи на те, що вони фізично малі, такі наносферичні димери, як очікується, матимуть високу ефективність випромінювання завдяки зменшенню густини струму всередині сфер.

Димерні антени-метелики складаються з двох трикутників, спрямованих один до одного вістрям до вістря [58]. Вони застосовуються для

посилення молекулярної флуоресценції [53], комбінаційного розсіювання, а також для генерації високогармонійних коливань [71]. Очікується, що такі антени матимуть досить широку смугу пропускання оскільки вони є двовимірним аналогом біконічної антени [26], а також вважається, що вони мають більше підсилення поля, в проміжку в порівнянні з двопровідними антенами через більший ефект блискавководу на вершині. Проте, беручи до уваги технологічні обмеження, з'ясовано, що останній ефект практично обмежений радіусом кривизни вершини. Через це, якщо двопровідна антена і антена-метелик з однаковою сумарною довжиною (300 нм), зазором (30 нм) і радіусом кривизни (10 нм), то найбільше резонансне підсилення поля отримано для двопровідної антени, оскільки для метеликової структури втрати збільшуються за рахунок більшого об'єму, що зменшує добротність (див. рис. 1.7).

З іншого боку у порівнянні з нанострижневими антенами, антени-метелики ефективніше пригнічують підсилення інтенсивності ближнього поля на своїх зовнішніх кінцях [17].

Наноантени Ягі-Уда для світла були теоретично запропоновані та експериментально продемонстровані в роботах, оскільки вони мають дуже гарну спрямованість. Їхній односпрямований відгук є привабливим з точки зору підвищеної чутливості для виявлення та можливого використання для вдосконалених однофотонних джерел і одночасної модифікації схем збудження.

Подібно до їхніх радіочастотних аналогів, нанометрові антени Ягі-Уда складаються з резонансної однопровідної антени ($\pi/2$ фазовий зсув між рушійним полем та індукованими коливаннями заряду) розташованої між рефлектором (фазовий зсув $> \pi/2$) і набором напрямних (фазовий зсув $< \pi/2$).

Міжелементна відстань є важливою для досягнення бажаної інтерференції між падаючим і відбитим випромінюванням.

Оскільки наявність сусідніх елементів може збільшити омічні втрати і модифікувати резонансну частоту нанорезонатора за допомогою зв'язку

ближнього поля, розробка оптимальної наноантени Ягі-Уда є складним завданням.

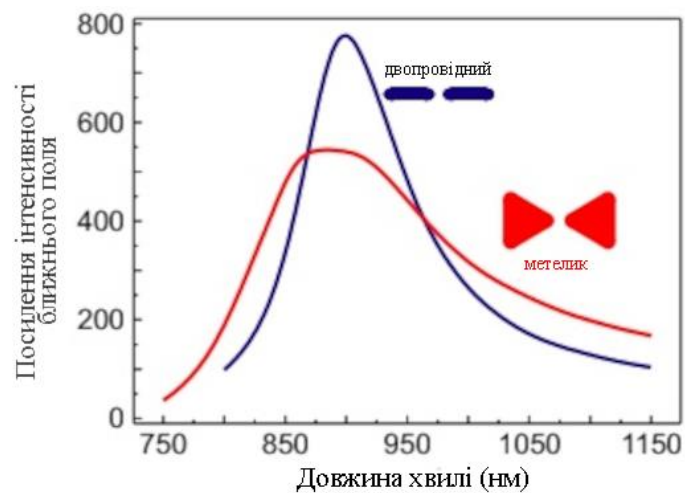
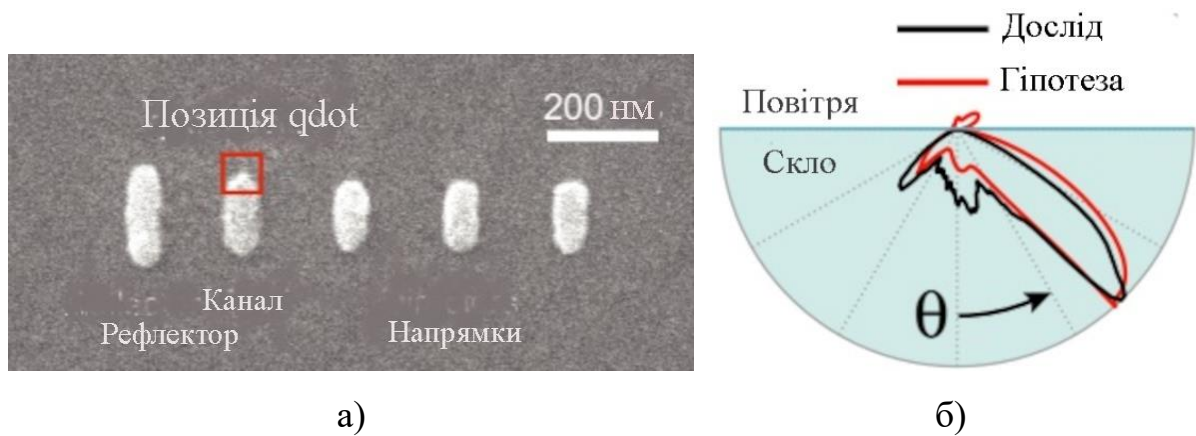


Рисунок 1.7 – Спектри ближнього поля в щілині, змодельовані за допомогою FDTD для двопровідної антени і антени-метелика на скляній підкладці з однаковою загальною довжиною, однаковим розміром щілини і однаковим радіусом кривизни вершини

Зовсім недавно зв'язок між окремою квантовою точкою та наноантенною Ягі-Уда було продемонстровано за допомогою багатоступеневої електронно-променевої літографії для виготовлення гібридної системи. Спрямованість діаграми випромінювання спостерігається в задній фокальній площині об'єктива, з чіткою спрямованою емісією одноквантової точкової люмінесценції для оптимізації розмірів антени (див. рис. 1.8).

Оскільки поля в проміжку двопровідної наноантени сильно поляризовані вздовж осі антени [39, 51], лінійні наноантени підсилюють тільки відповідну компоненту поля і, таким чином, можуть бути використані для керування поляризацією випромінювання від поодиноких випромінювачів [50].



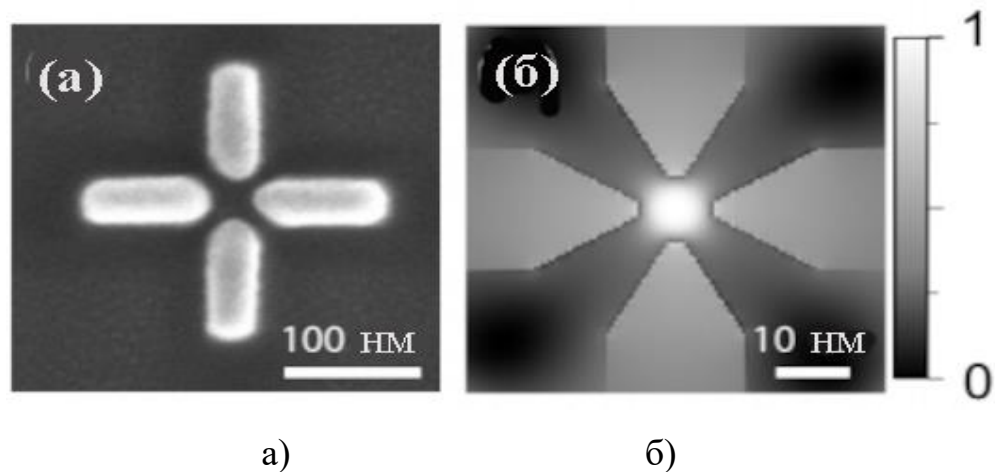
а – СЕМ-зображення досліджуваної системи;

б – порівняння змодельованої та експериментальної кутових діаграм спрямованості для резонансної антени Yagi-Uda.

Рисунок 1.8 – Наноантена Yagi-Uda

Проте, для деяких застосувань, таких як поляриметрія, картування хіральних молекул або зберігання та пошук оптичних даних необхідно підсилювати поле, не порушуючи його поляризаційного стану. Для цього використовують перехресні наноантени, що складаються з двох однакових, але перпендикулярних лінійних дипольних антен, що мають спільну щілину (див. рис. 1.9 а) для репрезентативного СЕМ-зображення). репрезентативне зображення РЕМ), були запропоновані [51]. Кожна лінійна антена підсилює компоненти поля вздовж власної осі. Дві перпендикулярні компоненти поля потім когерентно складаються в області зазору і створюють локалізоване поле з тими ж поляризаційними властивостями, як і джерела збудження.

При циркулярно поляризованому збудженні в площині антени можна отримати вузьку обмежену пляму з близькими до одиниці ступенем кругової поляризації в площині антени (рис. 1.9 б). Виходячи з концепції підстроювання фази коливань антени відносно фази зовнішнього поля, перехресні антени можуть бути додатково модифіковані не тільки для збереження але й формувати та контролювати поляризацію ближнього поля.



а – СЕМ-зображення прототипу перехресної наноантени,
реалізованої методом фрезерування FIB,
починаючи з монокристалічного мікропластівця Au [28];

б – змодельована карта ступеня кругової поляризації в області зазору після
циркулярно поляризованого освітлення дальнього поля. [51]

Рисунок 1.9 – Перехресні антени

Наприклад, було запропоновано нанорозмірну чвертьхвильову пластину, за допомогою якої обмежене і підсилене циркулярно поляризоване світлове поле можна створювати всередині спільного зазору, починаючи з лінійно поляризованого збудження. У цьому ж напрямку були розроблені асиметричні антени типу «метелик», також були представлені як «нанокольоросортувальники», які здатні керувати локалізацією поля шляхом досягнення спектрально відмінних резонансів на просторово відокремлених «гарячих точках», на відстанях лише в декілька десятків нм.

На основі застосування принципу Бабіне на оптичних частотах і на явищі екстраординарної передачі, резонансні діркові антени також були запропоновані як оптичні аналоги стандартних радіочастотних щілинних антен, щоб досягти суттєвого обмеження поля на субхвильових відстанях. З цією метою було запропоновано діркові антени у формі краватки, С- та

півмісяця [98]. Крім того, було продемонстровано діркові решітки зі специфічними властивостями симетрії з метою керування їхнім спектральним відгуком і діаграмою спрямованості [99].

Патч-антени широко використовуються, особливо в мікрохвильових бездротових з'єднаннях, через їхню простоту. Вони складаються з однієї металевої пластинки, яка випромінює через розриви по краях. За допомогою моделювання показано, що оптична патч-антена є дуже перспективною системою для з'єднання з одиночними випромінювачами, одночасно забезпечуючи великий фактор Перселла і більшу ширину спектра, ніж стандартні лінійні антени.

На додаток до наноантен для електричних полів, антени для магнітного поля також були реалізовані шляхом виготовлення розщепленого кільця на грані волокна з покриттям. Для цієї антени - зонда магнітне поле генерує циркулюючий струм у кільці - магнітному диполі - який потім з'єднується з волокном завдяки антенному зазору, який порушує циліндричну симетрію системи. Наноапертурна антена-метелик також була розроблена для генерації обмежених і підсилених гарячих магнітних полів на оптичних частотах.

Зовсім недавно для оптичних антен також були запропоновані планарні стекові геометрії, де планарний проміжок живлення утворюється розділовим шаром між двома складеними антенними плечима. Така геометрія є перспективною внаслідок її легшої інтеграції в планарну геометрію пристрою і точного контролю ширини зазору.

2 МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ПІДСИЛЕННЯ ЛОКАЛЬНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛІВ ОПТИЧНИМИ НАНОАНТЕНАМИ

2.1 Загальна теорія оптичних антен

Розглянемо до якої міри теорія кіл, теорія ланцюгів, яка є стандартом для радіочастотних антен, може бути застосована до оптичних антен. Вище обговорювалися поодинокі оптичні антени, що збуджуються полями, які розповсюджуються. За аналогією, можна також розглянути можливість керування наноантеною за допомогою локалізованого поля.

Нехай в ближньому полі наноантени розміщене локальне джерело. Локальним джерелом можна вважати джерело змінної напруги нанометрового розміру, тобто генератор частоти нанометрового розміру в квазістатичному режимі, який керує наноантеною через ємнісний зв'язок. Таке локальне джерело, реалізоване експериментально, наприклад, одним квантовим випромінювачем (або їхнім кластером), за відсутності наноантени випромінювало б лише слабкі сигнали. Проте, якщо його розмістити в безпосередній близькості до точки живлення антени, він буде викликати струм в оптичній антені за допомогою свого сильного ближнього поля. Випромінювання (або омичні втрати), зумовлене цим струмом, домінує в загальній поведінці зв'язаної системи. Іншою можливістю для керування оптичною антенною є використання наноскопічної двопровідної лінії передачі в якості структури для живлення, як у випадку з радіочастотною антенною, яка складається з дротів, що мають приблизно такий самий поперечний переріз, як і ті, що використовуються в самій наноантені [35, 51]. Двопровідна лінія передачі підтримує локалізований, не випромінювальний режим коливань на оптичних частотах. Проте, на відміну від радіохвильового режиму, необхідно враховувати обмежену ширину дроту і зменшену довжину хвилі, що поширюється. Обидва типи «рушійних контурів» мають справу з проблемою, що імпеданс антени і узгодження імпедансу антени з рушійним контуром

важко визначити. З одного боку, це пов'язано з очевидною експериментальною складністю прямого вимірювання нанорозмірних струмів і напруг. З іншого боку, існує загальна проблема, пов'язана з тим, що радіочастотний підхід з використанням кускових контурів [52] справедливий лише у квазістатичній межі, в якій всі складові рушійного контуру вважаються набагато меншими, за відповідну довжину хвилі вільного простору, чого нелегко досягти в плазмоніці.

При розміщенні квантового випромінювача в безпосередній близькості від наноантени, завдяки зміні локальній густині кінцевих станів, доступних для розпаду системи, порівняно з випадком однорідного простору, швидкість розпаду k випромінювача також модифікується. Опис таких ефектів вимагає квантового аналізу задачі. Проте можна показати [27], що парціальну локальну густину кінцевих станів можна виразити через уявну частину діадної функції Гріна системи, знайдемо в положенні випромінювача, що має координату r_0 .

$$k = \frac{\pi\omega_0}{3\hbar\epsilon_0} |p|^2 \rho_p(r_0, \omega_0), \quad (2.1)$$

де $\rho_p(r_0, \omega_0) = \frac{\omega_0}{\pi c^2} \left[n_p \cdot \text{Im} \left\{ \vec{G}(r_0, r_0; \omega_0) \right\} \cdot n_p \right]$ – парціальна густина станів [27];

n_p – одиничний вектор, спрямований уздовж напрямку дипольного моменту p . Діадна функція Гріна $\vec{G}(r, r')$ системи визначає електричне поле в точці r , яке генерується диполем в точці r' для трьох фундаментальних орієнтацій диполя, як:

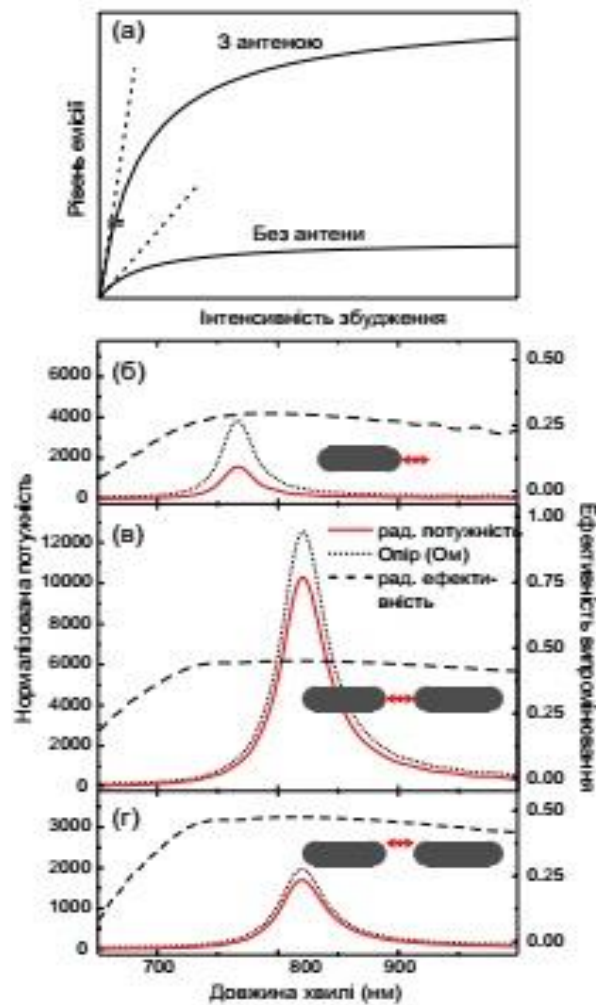
$$E(r) = \omega^2 \mu \epsilon_0 \vec{G}(r, r') \cdot p, \quad (2.2)$$

Після того, як діадна Гріна для даної системи відома, можна визначити всі відповідні властивості системи.

Повна швидкість розпаду k квантової системи, зв'язаної з антеною, є сумою швидкості випромінювального k_r і швидкості невипромінювального розпаду k_{nr} . Коли квантовий випромінювач зв'язаний з локальними полями оптичної антени, зв'язана система має дуже великий переріз поглинання в порівнянні з ізольованим випромінювачем. Якісно це пояснюється великими локальними полями, які створюються при зовнішньому дальньому освітленні. Використовуючи теорему про взаємність, можна стверджувати, що випромінювач, розміщений у проміжку, при збудженні сам створюватиме сильно локалізоване поле, яке потім ефективно сполучається з режимом антени і, таким чином, значно збільшує як k_r , так і k_{nr} . Це є результатом сильно зменшеного часу життя збудженого стану, з перевагою у вигляді більшої швидкості насичення для генерації випромінювання в дальньому полі. Це показано на рисунку 2.1 а якісно показано швидкість випромінювання для ізольованого випромінювача і для випромінювача, з'єднаного з оптичною антеною. На рисунках 2.1 б і с показано результати FDTD моделювання де точковий диполь з'єднано з одно- або двопровідною антеною з проміжком 10 нм. Відстань випромінювача від вершини дроту становить 5 нм в обох випадках.

Розрахувавши усереднений за часом потік вектора Пойнтінга через коробки, що оточують плечі антени, без урахування випромінюючого диполя, можна отримати омічні втрати в антені [84].

Значне збільшення випромінюваної потужності можна спостерігати у випадку двопровідної антени порівняно з однопровідною антеною. Більше того, порівнюючи випромінювану потужність з потужністю, що розсіюється в тепло за рахунок омічних втрат, і враховуючи отриману ефективність випромінювання, стає очевидним поліпшення характеристик, досягнуте за рахунок підключення випромінювача до двопровідної антени, з ефективністю випромінювання, поліпшеною майже в два рази в порівнянні з однопровідною. Нарешті, на рисунку 2.1 г показано ефект зміни положення випромінювача, при зміщенні його на 10 нм від центру фідерної щілини.



а – Ескіз поведінки випромінювання з антеною і без неї; б – потужність, що розсіюється в тепло (чорна пунктирна лінія), випромінювана потужність (червона суцільна лінія) і ефективність випромінювання (чорна пунктирна лінія) для квантового випромінювача, з'єднаного з однопровідною антеною; в – те саме для квантового випромінювача, з'єднаного з фідерним проміжком двопровідної антени; г – те саме для квантового випромінювача, зміщеного на 10 нм від центру фідерного проміжку двопровідної антени. Усі потужності нормалізовані до потужності випромінюваної випромінювачем у вакуумі.

Рисунок 2.1 – Квантовий випромінювач з антенним зв'язком

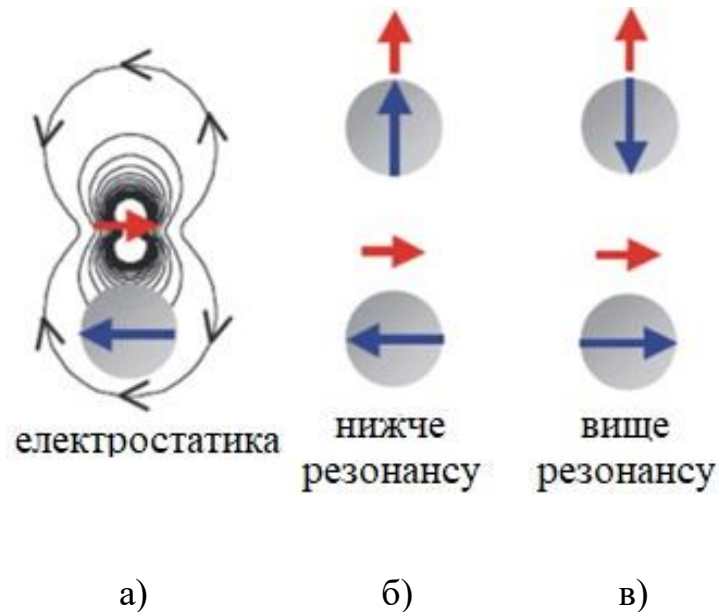
Хоча на ефективність випромінювання це практично не впливає, загальне посилення випромінювання стає значно нижчим.

Тому один квантовий випромінювач, з'єднаний з оптичною антеною, може мати значно покращені властивості випромінювання і поглинання властивості, зберігаючи при цьому свій квантовий характер, наприклад здатність до однофотонного випромінювання. Такі зв'язані системи були досліджені експериментально і часто називаються «надвипромінювачами» через щойно згадані причини [53-56]. Термін «надвипромінювач» не повинен призводити до хибного припущення, що зв'язок точкового випромінювача з наноантеною наноантеною не може мати жодних несприятливих наслідків. Швидкість випромінювання точкового диполя, з'єданого з оптичною антеною, збільшується, коли випромінювач ефективно з'єднується з фундаментальною дипольною модою антени. Як загальна тенденція, спостерігається, що зв'язок збільшується зі зменшенням відстані від випромінювача до антени. Проте на досить малих відстанях сильні градієнти поля точкового дипольного джерела можуть ефективно збуджувати вищі мультипольні моди з втратами в антені, які є переважно темними або слабо зв'язаними з полем випромінювання і, отже, перетворюють електромагнітну енергію в тепло [86, 89]. В результаті, нижче певної оптимальної відстані, яка залежить від геометрії, матеріалу і довжини хвилі, інтенсивність невивипромінювальних втрат диполя сильно зростає і наближає загальну ефективність випромінювання до нуля. Цей ефект також називається «гасіння».

Тепер припустимо, що випромінювач знаходиться на відстані від антени, яка більша або дорівнює оптимальній. У цьому випадку випромінювач з'єднується переважно з дипольною модою наноантени.

Для двох фундаментальних орієнтацій випромінювача підсилення потужності випромінювання має нетривіальну залежність від довжини хвилі в околі резонансу антени, який залежить від відносної фази ближніх полів антени та орієнтації диполя відносно антени. Оскільки йдеться про резонанс, то при перетині резонансу відбувається зсув фази на 180° . Як показано на рисунку 2.2, залежно від орієнтації вихідного диполя, останній буде

коливатися у фазі з індукованим диполем або тільки вище, або тільки нижче резонансної частоти антени [90]. У той час як синфазні коливання призводять до посилення випромінювання, протифазні коливання призводять до його послаблення. Такі ефекти були спочатку передбачені [91], а потім експериментально спостерігалися [86, 92, 93]. Це також видно з результатів моделювання на рисунку 2.1, де ефективність випромінювання чітко зменшується для довжин хвиль фотонів, менших за резонансну довжину хвилі.



а – зображення вихідного диполя (червоний) та індукованого диполя (синій) в наноантені в електростатичній межі; б, в – конфігурації вихідного та індукованого диполів для частот вихідного диполя набагато менших і набагато більших за частоту дипольного плазматичного резонансу наноантени [90].

Рисунок 2.2 – Залежність підсилення потужності випромінювання від довжини хвилі

У квазістатичній межі концепція кускових елементів схеми є добре відомим методом для спрощення аналізу складних електричних кіл. Потім вводиться поняття імпедансу для опису властивостей кожного елемента і взаємодії між різними кусковими елементами в такому ланцюзі.

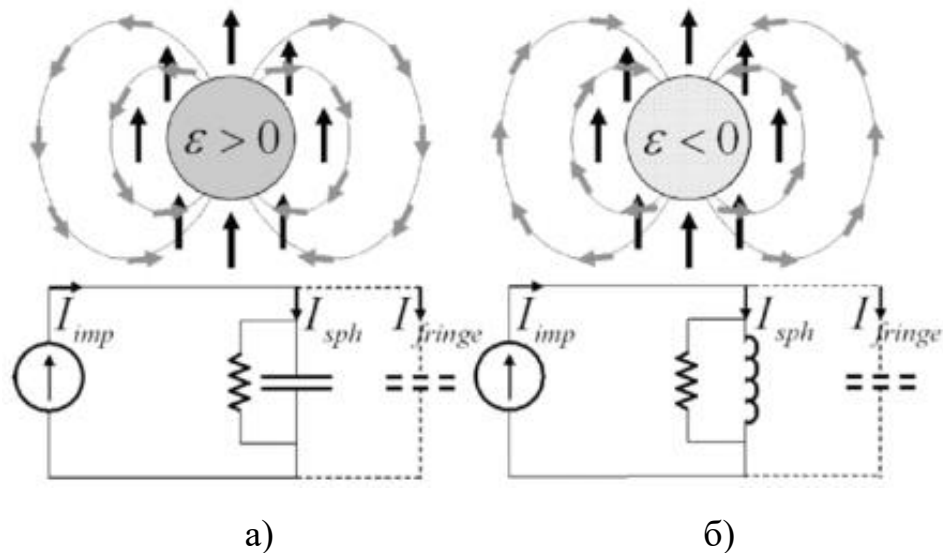
Поширення цих понять на оптичну область дозволило б описати реакцію наночастинки, (для якої квазістатичне наближення є обґрунтованим) на видиме світло в термінах "оптичного імпедансу". Такий імпеданс в перспективі дозволить створювати складні оптичні схеми, надаючи обґрунтування взаємозв'язку між нанoeлементами. В роботі [52] запропоновано модель для розрахунку імпедансу сферичної наночастинки у квазістатичній межі і продемонстровано, що її плазмонний резонанс може бути ефективно описаний як резонанс еквівалентного RLC контуру, який складається з двох паралельних імпедансів:

$$Z_{sph} = (-i\omega\epsilon\pi R)^{-1} \quad Z_{fringe} = (-i\omega 2\pi R\epsilon_0)^{-1}, \quad (2.3)$$

що представляють собою відношення між середньою різницею потенціалів та струмами зміщення всередині сфери та у навколишньому середовищі, відповідно. Зокрема, плазмонна сфера ($Re[\epsilon] < 0$) може бути описана паралельним з'єднанням котушки індуктивності та резистора, тоді як неплазмонна сфера ($Re[\epsilon] > 0$) еквівалентна паралельному з'єднанню конденсатора і резистора, як показано на рисунку 2.3, чорні стрілки показують зовнішнє поле, сірі стрілки – індуковане поле диполя [52]). Навколишнє середовище поводить себе як додатковий конденсатор, з'єднаний паралельно. Хоча ця концепція має довгу історію [94-96], вона ще не знайшла широкого застосування в практичному проектуванні оптичних антен і плазмових схем.

Виклик для практичного застосування концепції полягає в припущеннях, на яких вона була розроблена. Перш за все, теорія кускових контурів вимагає, щоб взаємним впливом частинок на локальні поля та одна на одну можна було знехтувати. Оскільки для ближнього поля зв'язку між нанооб'єктами це, як правило, несправедливе, до еквівалентної схеми кожного елемента слід додати залежне джерело струму [52], що потенційно є перешкодою на шляху до прямого застосування цих концепцій. Крім того,

квазістатичне наближення лежить в основі застосовності закону Кірхгофа, який локально вимагає справедливості співвідношення $\nabla \times E; 0$. Коли розмір об'єкта збільшується і стає порівняним з робочою довжиною хвилі, ця рівність також не виконується.



а – неплазмонна наносфера; б – плазмонна наносфера.

Рисунок 2.3 – Ескіз полів диполя, еквівалентні схеми наносфери

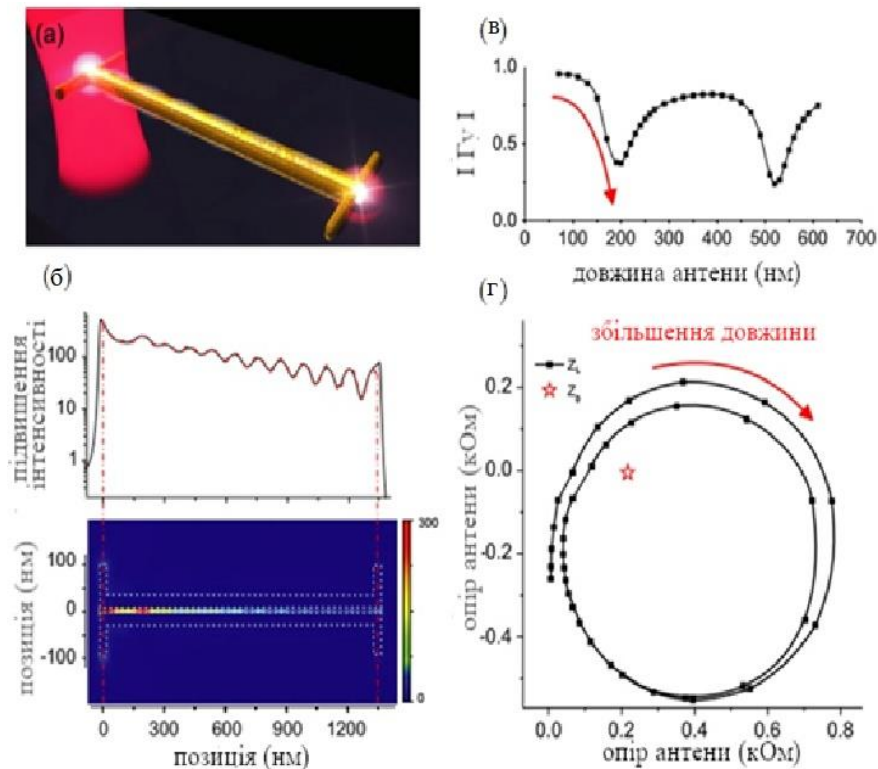
Хоча антени не є субхвильовими елементами, їхні точки подачі, як правило, дуже близькі одна до одної, і в певній області проміжку живлення, де квазістатичні поля квазістатичні, нагадують поля плоского конденсатора, виконується умова $\nabla \times E; 0$, що виправдовує введення вхідного опору, який пов'язує напругу і струми в точках живлення. Отже, для лінійної дипольної антени можна розрахувати вхідний опір, взявши відношення напруги до струму (зміщення) через фідерний зазор. Таким чином, чисельні розрахунки дають значення імпедансу, які в цілому добре узгоджуються зі значеннями для стандартних радіочастотних антен [97, 98]. Більше того, поширення стандартних радіохвильових концепцій на оптичні антени дозволяє передбачити ефект заповнення антенного проміжку довільним матеріалом, таким чином

навантажуючи антену додатковим імпедансом для налаштування загального вхідного імпедансу (наприклад, для узгодження імпедансу з лінією передачі) [97]. Хоча такий підхід добре ілюструє той факт, що наноантени можуть бути описані еквівалентними резонансними схемами так само, як і в радіочастотній області, завжди потрібно пам'ятати, що імпеданс, визначений таким чином, може мати обмежене значення з точки зору експериментально значущих імпедансів, оскільки хвилеводні дроти, які будуть приєднані до антени, як правило, мають обмежену ширину, що робить концепцію точок подачі критично важливою і може вимагати особливої обережності при її застосуванні.

Розрахунок імпедансу антени при прямому застосуванні визначення залежить від знання повного розподілу поля. Оскільки аналітичні підходи зазвичай не можуть точно описати антенну систему, широко застосовуються розрахунки на основі чисельного моделювання. Як альтернативний і, можливо, більш практичний підхід до визначення нанооптичного імпедансу, можна покладатися на зв'язок між неузгодженістю імпедансу і коефіцієнтом відбиття, коли для живлення антени використовується лінія передачі [35]. Комплексний коефіцієнт відбиття дозволяє визначити імпеданс антени. Характеристичний імпеданс лінії передачі експериментально можна отримати шляхом візуалізації розподілу поля вздовж лінії передачі за допомогою ближнього поля [29] або фотоемісійної електронної мікроскопії [52].

Після розрахунку характеристичного імпедансу лінії цей підхід дозволяє виміряти імпеданс будь-якого елемента оптичної схеми, підключеного до лінії як навантаження. Як ілюстрація таких концепцій, на рисунку 2.4 показано результати моделювання прототипу золотої антени, що складається з приймальної та випромінюючої двопровідних наноантен, з'єднаних двопровідною лінією передачі [35], що складається з приймальної антени (ліворуч), двопровідної лінії передачі та передавальної антени (праворуч) на скляній підкладці, як показано на рисунку 2.4 а. Освітлюючи

приймальну антену, можна запустити режим поширення вздовж лінії передачі, який в кінцевому підсумку зазнає неузгодженості імпедансу на випромінювальній антені і формує діаграму спрямованості стоячих хвиль (рис. 2.4 б)), яку можна використовувати для отримання значення коефіцієнта відбиття коефіцієнта відбиття як функцію довжини антени (рис. 2.4 в)).



а – ескіз прототипу схем; б – репрезентативна змодельована картина інтенсивності стоячої хвилі вздовж лінії передачі; в – розрахований коефіцієнт відбиття напруги; г – розрахований комплексний імпеданс передавальної антени. Зірочка позначає характеристичний імпеданс живильної лінії передачі. Найкраще узгодження імпедансу пов'язане з найближчою відстанню в площині комплексного імпедансу.

Рисунок 2.4 – Імпеданси та узгодження імпедансів в антенному контурі. [35]

Нарешті, можна обчислити імпеданс антени. Варто зазначити, що графік імпедансу на рисунку 2.4 г, хоча і дає значення, які добре порівнюються з їхніми радіочастотними аналогами, має тенденцію до від'ємних значень реактивності антени.

Це чітко вказує на те, що в еквівалентній схемі антени присутні паразитні реактивні опори, зумовлені спільним ємнісним внеском підкладки і антенного зазору.

Слід зазначити, що нещодавно було запропоновано нову узагальнену концепцію оптичного імпедансу (так званий «питомий імпеданс»), яка здатна елегантно забезпечити уніфіковане трактування взаємодії одиночних випромінювачів з нано- і мікроструктурами, такими як оптичні антени і діелектричні порожнини, в термінах узагальненої концепції узгодження імпедансу. За формальною аналогією між потужністю, випромінюваною елементом струму у відрізьку провідника, і потужністю оптичного диполя, питомий імпеданс може бути представлений через уявну частину тензора Гріна. Це узагальнене визначення імпедансу, було застосовано до випромінювання диполя у вакуумі, в мікропорожнині та поблизу сферичної антени з наночастинок, демонструючи, що тензор Гріна справді здатен примирити концепції з дуже різних галузей досліджень.

2.2 Підсилення локальних електричних полів у зазорі димерної оптичної наноантени

2.2.1 Антена з двох сферичних металевих наночастинок

Розглянемо питання про підсилення локальних електричних полів у зазорі між двома сферичними металевими наночастинками радіусом R , що перебувають у середовищі з діелектричною проникністю ϵ_m на відстані d одна від одної (рис. 2.5). Така система є дипольною наноантеною.

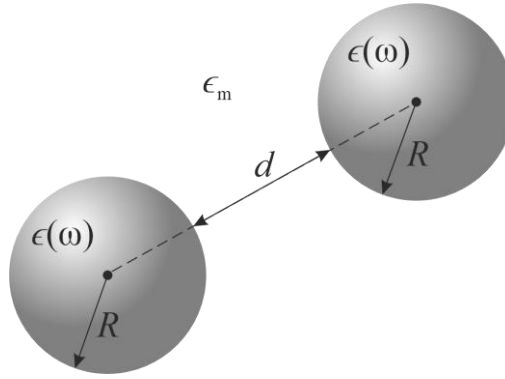


Рисунок 2.5 – Дипольна наноантена із двох сферичних металевих наночастинок у середовищі з проникністю ϵ_m .

За визначенням підсилення поля дорівнює:

$$\mathcal{G} = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_0}, \quad (2.1)$$

де $\mathcal{E}_{\max}$ – максимальне поле, створюване наночастинками;

$\mathcal{E}_0$ – амплітуда падаючого поля.

Якщо скористатися загальним виразом для полів за наявності плазмонних наночастинок і врахувати тільки резонансний член, матимемо [25]:

$$\mathcal{G} \cong \frac{\epsilon_L \mathbf{e}_L \int_V (\mathbf{e}_L \mathcal{E}_0) dV}{(\epsilon(\omega) - \epsilon_L) \int_V \mathbf{e}_L^2 dV}, \quad (2.2)$$

де ϵ_L та $\mathbf{e}_L$ – власне значення діелектричної проникності та власна функція електричного поля резонансного плазмону, а інтегрування ведеться за об'ємом обох наночастинок;

$\epsilon(\omega)$ – діелектрична функція матеріалу наночастинок.

Відомо, що домінуючий внесок у локальне поле дає поздовжня мода ($L=1$). У цьому випадку співвідношення для підсилення поля набуває вигляду:

$$\mathcal{G} = \frac{8R}{3d} \left| \frac{1}{\epsilon(\omega) + 2\epsilon_m \sqrt{R/d}} \right|. \quad (2.3)$$

Для діелектричної функції вважатимемо справедливою модель Друде, згідно з якою:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon^\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma_{\text{eff}}^2} + i \frac{\omega_p^2 \gamma_{\text{eff}}}{\omega(\omega^2 + \gamma_{\text{eff}}^2)}, \quad (2.4)$$

де ϵ^∞ – внесок іонного остова в діелектричну функцію металу;

$\omega_p = \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m^*}$ – частота об'ємних плазмонів;

e і n_e – заряд і концентрація електронів, відповідно:

($n_e = 3 / 4\pi r_s^3$, r_s – середня відстань між електронами);

ϵ_0 – електрична постійна вакууму;

m^* – ефективна маса електронів.

Ефективна швидкість релаксації γ_{eff} визначається співвідношенням:

$$\gamma_{\text{eff}} = \gamma_{\text{bulk}} + \gamma_s + \gamma_{\text{rad}}. \quad (2.5)$$

У формулі (5) γ_{bulk} – швидкість об’ємної релаксації, а швидкості поверхневої релаксації та радіаційного загасання визначаються співвідношеннями:

$$\gamma_s = \mathcal{S}(\omega, R) \frac{v_F}{R}, \quad (2.6)$$

$$\gamma_{\text{rad}} = \frac{2}{27} \mathcal{S}(\omega, R) \frac{v_F R^2 (1 + 2\epsilon_m)}{\sqrt{\epsilon_m (\epsilon^\infty + 2\epsilon_m)}} \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^3, \quad (2.7)$$

де v_F – швидкість Фермі, а ефективний параметр, що описує ступінь втрати когерентності під час розсіювання електрона на поверхні має вигляд:

$$\mathcal{S}(\omega, R) = \frac{3}{4} \frac{1}{1 + 2\epsilon_m} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left[1 - \frac{2v_s}{\omega} \sin \frac{\omega}{v_s} + 2 \left(\frac{v_s}{\omega} \right)^2 \left(1 - \cos \frac{2v_s}{\omega} \right) \right], \quad (2.8)$$

$v_s = v_F / 2R$ – частота індивідуальних осциляцій електронів.

Враховуючи, що:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_1 + i\epsilon_2,$$

де

$$\epsilon_1 = \epsilon^\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma_{\text{eff}}^2}, \quad (2.9)$$

$$\epsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \gamma_{\text{eff}}}{\omega(\omega^2 + \gamma_{\text{eff}}^2)}, \quad (2.10)$$

отримаємо з формули (2.3) остаточний вираз для посилення полів у зазорі між наночастинками:

$$\mathcal{G} = \frac{8 R}{3 d} \frac{1}{\sqrt{\left(\epsilon_1 + 2\epsilon_m \sqrt{R/d}\right)^2 + \epsilon_2^2}}, \quad (2.11)$$

Зазначимо, що $\mathcal{G}(\omega)$ досягає свого максимуму:

$$\mathcal{G}_{\max} = \frac{8 R}{3 d} \frac{1}{\epsilon_2}, \quad (2.12)$$

при виконанні умови:

$$\epsilon_1 + 2\epsilon_m \sqrt{\frac{R}{d}} = 0, \quad (2.13)$$

звідки за відсутності загасання ($\gamma_{\text{eff}} \rightarrow 0$) можна отримати вираз для резонансної частоти в бездисипативному наближенні:

$$\tilde{\omega}_{\text{res}} = \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + 2\epsilon_m \sqrt{R/d}}}, \quad (2.14)$$

У випадку, коли загасанням знехтувати не можна, підставляючи (2.9) у (2.13), отримуємо:

$$\frac{\omega_p^2}{\omega_{\text{res}}^2 + \gamma_{\text{eff}}^2} = \epsilon_1 + 2\epsilon_m \sqrt{\frac{R}{d}}. \quad (2.15)$$

З огляду на співвідношення (2.6) – (2.8), з (2.15) матимемо:

$$\omega_{\text{res}}^6 - \left[\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + 2\epsilon_m \sqrt{R/d}} - \gamma_{\text{bulk}}^2 \right] \omega_{\text{res}}^4 + 2\gamma_{\text{bulk}} \mathcal{H} \omega_{\text{res}}^2 + \mathcal{H}^2 = 0, \quad (2.16)$$

де з урахуванням малості порівняно з одиницею осцилюючих доданків, що осцилюють, у квадратних дужках формули (2.8):

$$\mathcal{H} = \frac{3}{4} \frac{\omega_p^2}{1 + 2\epsilon_m} \frac{v_F}{R} \left[1 + \frac{2}{27} \frac{1 + 2\epsilon_m}{\sqrt{\epsilon_m (\epsilon^\infty + 2\epsilon_m)}} \left(\frac{\omega_p R}{c} \right)^3 \right]. \quad (2.17)$$

Оскільки третій і четвертий доданок у рівнянні (2.16) є малими порівняно з двома першими, то будемо його розв'язувати методом послідовних наближень:

$$\omega_{\text{res}} = \omega_{\text{res}}^{(0)} + \omega_{\text{res}}^{(1)} + \dots, \quad (2.18)$$

де

$$\omega_{\text{res}}^{(0)} = \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + 2\sqrt{R/d}\epsilon_m} - \gamma_{\text{bulk}}^2}. \quad (2.19)$$

Підставляючи (2.18) у (2.16), отримаємо:

$$\omega_{\text{res}}^{(1)} = - \frac{\mathcal{H} \left(\mathcal{H} + 2\gamma_{\text{bulk}} \omega_{\text{res}}^{(0)2} \right)}{2\omega_{\text{res}}^{(0)} \left(\omega_{\text{res}}^{(0)4} + 2\gamma_{\text{bulk}} \mathcal{H} \right)}. \quad (2.20)$$

Співвідношення (2.11) і (2.21) з урахуванням (2.5) – (2.10), (2.17) і (2.19) використовуватимемо надалі для отримання чисельних результатів.

2.2.2 Антена з двох стрижнеподібних частинок

Одержимо тепер співвідношення для підсилення полів у зазорі дипольної наноантени, що складається з двох металевих нанострижнів (рис. 2.6).

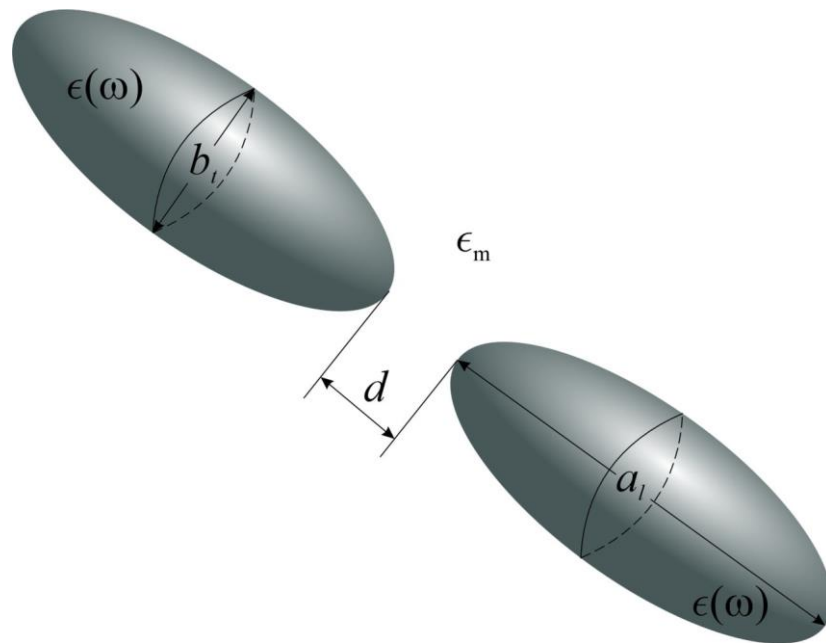


Рисунок 2.6 – Дипольна наноантена із двох металевих нанострижнів у середовищі з проникністю ϵ_m .

Оскільки симетрія системи, що розглядається, є осьовою, на відміну від сферичної для нанокуль, то підсилення полів буде не скалярною величиною, а діагональним тензором другого рангу:

$$\hat{\mathcal{E}} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \mathcal{E}_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \mathcal{E}_{\text{p}} \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

де частотна залежність поздовжньої компоненти тензора $\hat{\mathcal{E}}$ має вигляд:

$$\mathcal{E}_{\parallel} = \frac{2\tilde{l}}{d} \frac{(\epsilon_1^{\parallel})^2 + (\epsilon_2^{\parallel})^2}{\left[\mathcal{L}_{\parallel} \left(\epsilon_1^{\parallel} + \sqrt{\tilde{l}/d} \epsilon_m \right) + \sqrt{\tilde{l}/d} \epsilon_m \right]^2 + (\epsilon_2^{\parallel})^2}. \quad (2.22)$$

У формулі (2.22) $\tilde{l} = l$ і $\tilde{l} = l + 2r$ – довжина циліндрів і сфероциліндрів, відповідно; d – довжина зазору; $\mathcal{L}_{\text{p}}$ – фактор деполяризації, а поздовжня діелектрична функція має вигляд:

$$\epsilon^{\parallel}(\omega) = \epsilon_1^{\parallel}(\omega) + i\epsilon_1^{\parallel} = \epsilon^{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + (\gamma_{\text{eff}}^{\parallel})^2} + i \frac{\omega_p^2 \gamma_{\text{eff}}^{\parallel}}{\omega(\omega^2 + (\gamma_{\text{eff}}^{\parallel})^2)}, \quad (2.23)$$

де ефективна швидкість релаксації також визначається адитивними внесками трьох механізмів: об'ємної та поверхневої релаксацій і радіаційного загасання:

$$\gamma_{\text{eff}}^{\parallel} = \gamma_{\text{bulk}} + \gamma_s^{\parallel} + \gamma_{\text{rad}}^{\parallel}. \quad (2.24)$$

Відмітимо, що при одержанні виразу (2.22) враховано наступні припущення:

- як і у випадку дипольної антени з двох нанокул' домінуючий внесок у локальне поле дає перша поздовжня мода ($l = 1$);

- оскільки на торцях стрижнеподібних наночастинок збуджується поздовжній ППР, то в зазорі між частинками $\mathcal{G}_p > \mathcal{G}_1$, то в подальшому аналізуватимемо лише залежність $\mathcal{G}_p(\omega)$;
- для визначення величин $\mathcal{L}_p$ і $\gamma_{\text{eff}}^{\parallel}$ скористаємось підходом еквівалентного витягнутого сфероїда, запропонованим у [100] і розвиненим в [101,100] для наночастинок різної форми.

В рамках даного підходу фактор деполяризації має вигляд [100, 101]:

$$\mathcal{L}_p = \frac{\varrho_{\text{eff}}^2}{2(1-\varrho_{\text{eff}}^2)^{3/2}} \left(\ln \frac{1+\sqrt{1-\varrho_{\text{eff}}^2}}{1-\sqrt{1-\varrho_{\text{eff}}^2}} - 2\sqrt{1-\varrho_{\text{eff}}^2} \right), \quad (2.25)$$

а швидкості поверхневої релаксації та радіаційного загасання:

$$\gamma_{\text{surf}}^{\parallel} = \frac{9}{16} \frac{\mathcal{L}_{\parallel}}{\epsilon_m + \mathcal{L}_{\parallel}(1-\epsilon_m)} \frac{v_F}{2r} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \mathcal{F}_{\parallel}(\varrho_{\text{eff}}), \quad (2.26)$$

$$\gamma_{\text{rad}}^{\parallel} = \frac{V}{8\pi} \frac{\mathcal{L}_{\parallel}}{\sqrt{\epsilon_m \left[\epsilon^{\infty} + \left(\frac{1}{\mathcal{L}_{\parallel}} - 1 \right) \epsilon_m \right]}} \frac{v_F}{2r} \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^3 \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \mathcal{F}_{\parallel}(\varrho_{\text{eff}}), \quad (2.27)$$

де r – радіус основи стрижнеподібних частинок;

$V = \pi r^2 l$ і $V = \pi r^2 (l + 4r/3)$ – об'єми циліндра і сфероциліндра, відповідно;

ϱ_{eff} – ефективне аспектне відношення;

$$\mathcal{F}_p = (1-\varrho_{\text{eff}}^2)^{-3/2} \left\{ \frac{\pi}{2} - \arcsin \varrho_{\text{eff}} + \varrho_{\text{eff}} (1-2\varrho_{\text{eff}}^2) \sqrt{1-\varrho_{\text{eff}}^2} \right\} \quad (2.28)$$

– розмірно-залежна функція

Ефективне аспектне відношення пов'язане з аспектним відношення наступними виразами [100, 101]:

– для циліндра

$$\varrho_{\text{eff}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \varrho, \quad (2.29)$$

де аспектне відношення

$$\varrho = \frac{2r}{l}, \quad (2.30)$$

– для сфероциліндра:

$$\varrho_{\text{eff}} = \left(1 + \frac{4\delta}{3} \frac{\delta^2 + 2\delta + \frac{3}{4}}{\delta + \frac{8}{15}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.31)$$

де $\delta = 1 - \varrho$,

$$\varrho = \frac{2r}{l - 2r}. \quad (2.32)$$

Розмірну залежність резонансної частоти знайдемо з виразу $\mathcal{E}_p(\omega) \rightarrow \max$. Тоді з (2.22) випливає вираз:

$$\omega_{\text{res}}^{\parallel} = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon^{\infty} + \sqrt{\frac{\tilde{l}}{d}} \left(1 + \frac{1}{\mathcal{L}_{\parallel}} \right) \epsilon_{\text{m}}}}. \quad (2.33)$$

2.3 Результати моделювання та їх обговорення

Розрахунки проводили для дипольних антен, які складаються з наночастинок різних металів з різними радіусами та перебувають на різних відстанях і в різних середовищах. Параметри матеріалів наведено в табл. 2.1 і 2.2.

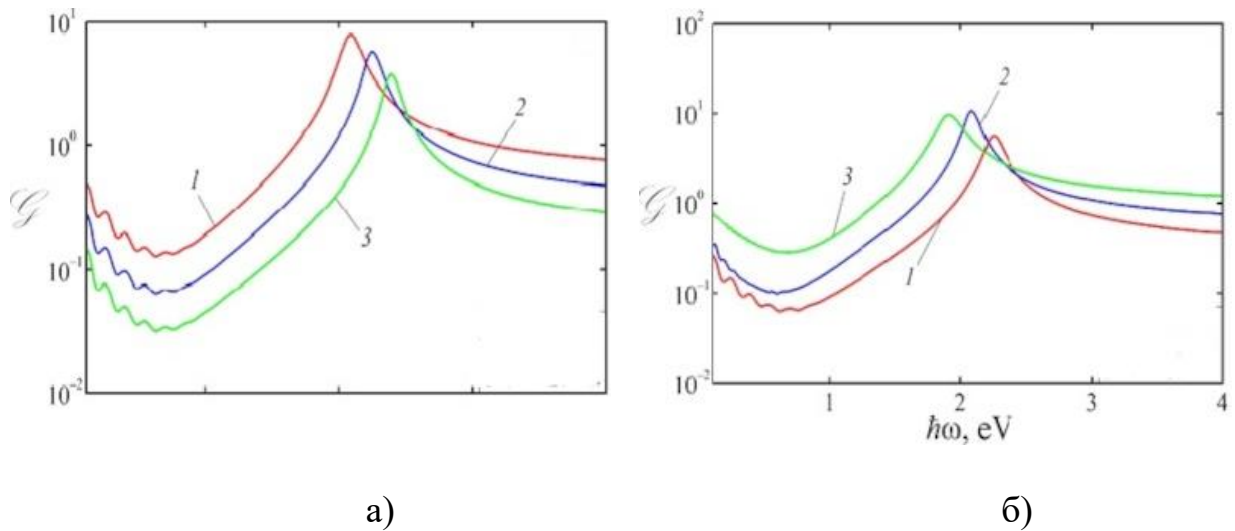
Таблиця 2.1 – Параметри металів (див. приклад та посилання в [26])

Значення	Метали					
	Al	Cu	Au	Ag	Pt	Pd
r_s / a_0	2,07	2,11	3,01	3,02	3,27	4,00
m^* / m_e	1,06	1,49	0,99	0,96	0,54	0,37
ϵ^∞	0,7	12,03	9,84	3,7	4,42	2,52
$\gamma_{\text{bulk}}, 10^{14} \text{ s}^{-1}$	1,25	0,37	0,35	0,25	1,05	1,39

Таблиця 2.2 – Діелектричні проникності матриць (див. наприклад та посилання в [27])

Значення	Матриці					
	Повітря	CaF ₂	Тефлон	Al ₂ O ₃	TiO ₂	C ₆₀
ϵ_m	1,0	1,54	2,3	3,13	4,0	6,0

На рисунку 2.7 наведено криві частотних залежностей посилення в зазорі між частинками фіксованого радіуса за різних відстаней між ними (рис. 2.7, а) і частинок різних радіусів за однакової відстані (рис. 2.7, б). Результати розрахунків вказують на наявність "червоного" зсуву ζ_{max} в разі зменшення зазору між частинками однакового радіусу та збільшення радіусу частинок за постійної відстані між ними.



a – частинки фіксованого радіусу за різних відстаней:

1 – $d = 5$ нм; 2 – $d = 10$ нм; 3 – $d = 20$ нм;

б – частинки різного радіусу за однакової відстані між ними

1 – $R = 20$ нм; 2 – $R = 40$ нм; 3 – $R = 80$ нм;

Рисунок 2.7 – Частотна залежність підсилення полів для частинок Au у тефлоні

Також слід зазначити, що «червоне» зрушення супроводжується збільшенням величини максимумів посилення полів, а в інфрачервоній ділянці частот ($\hbar\omega < 1$ eV) присутні малоамплітудні осциляції, зумовлені кінетичними ефектами. Своєю чергою, за величини зазору $d = 10$ nm максимальним підсилення буде для частинок із $R = 40$ nm.

Результати розрахунків $\mathcal{G}(\omega)$ для дипольних антен, що складаються з частинок різних металів, представлені на рис. 2.8, *a*. Зазначені криві подібні між собою, проте зсунуті за спектром одна відносно одної, оскільки значення ω_{res} для різних металів істотно відрізняються. При цьому підсилення поля буде максимальним у зазорі між наночастинками срібла. Слід також зазначити, що властивості діелектрика, в якому розташовується димерна антена, також сильно впливають на положення й амплітуду максимумів

посилення. Так, при зменшенні проникності ϵ_m відбувається «синє» зміщення максимумів посилення з одночасним зростанням їхньої величини (рис. 2.8, б).

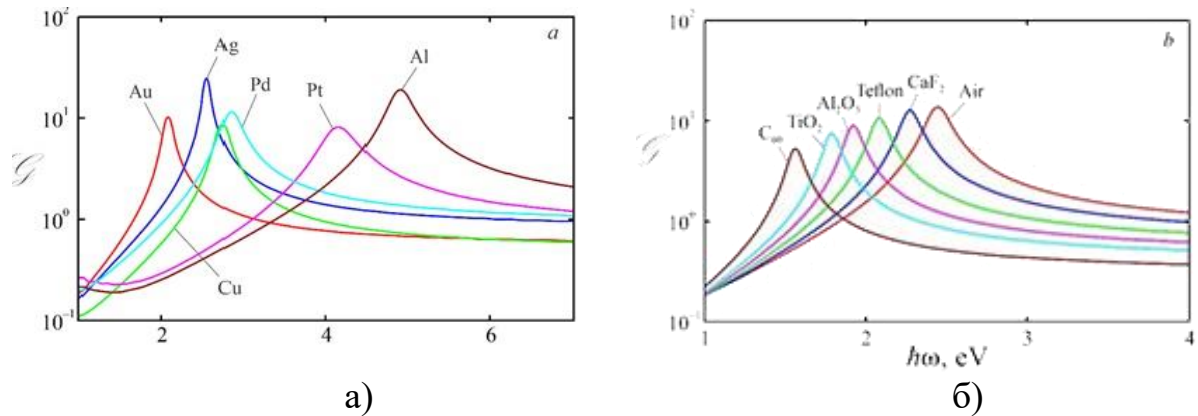


Рисунок 2.8 – Частотна залежність посилення полів для частинок різних металів у тефлоні (а) і частинок Au у різних діелектричних середовищах (б) за умов $R = 40$ нм, $d = 10$ нм.

Криві розмірної залежності частоти оптичного резонансу в зазорі між двома наночастинками Au за різної відстані між ними представлені на рис. 2.9. Зазначимо, що криві $\omega_{res}(R)$ у випадку різних d якісно подібні, а зі збільшенням розміру частинок резонансна частота зменшується. Кількісна відмінність полягає в тому, що резонансна частота за будь-якого радіуса частинок буде більшою за більшої відстані між ними.

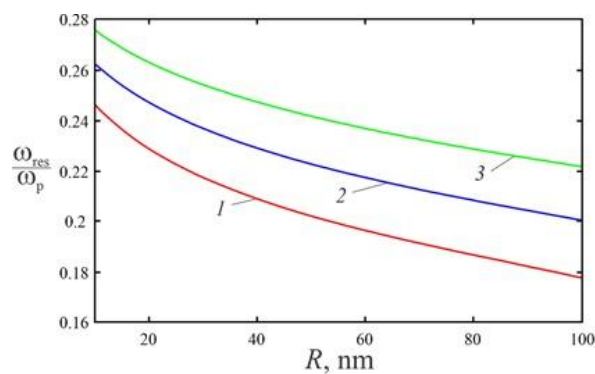


Рисунок 2.9 – Розмірна залежність частоти оптичного резонансу в зазорі між двома наночастинками Au с $R = 40$ нм за різної відстані між ними.

Частотні залежності підсилення полів в зазорі між стрижнеподібними металевими наночастинками різної форми (витягнутий сфероїд, циліндр, сфероциліндр) зображено на рисунку 2.10.

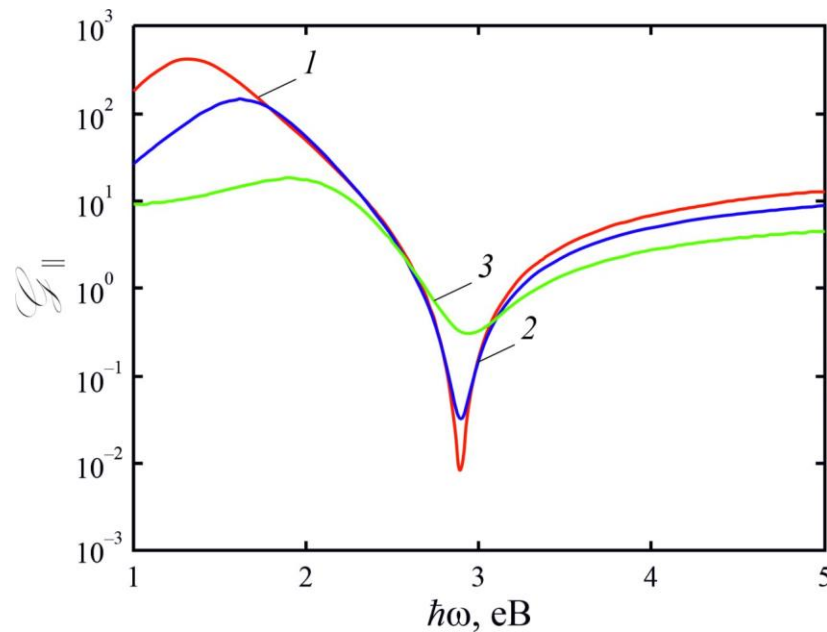
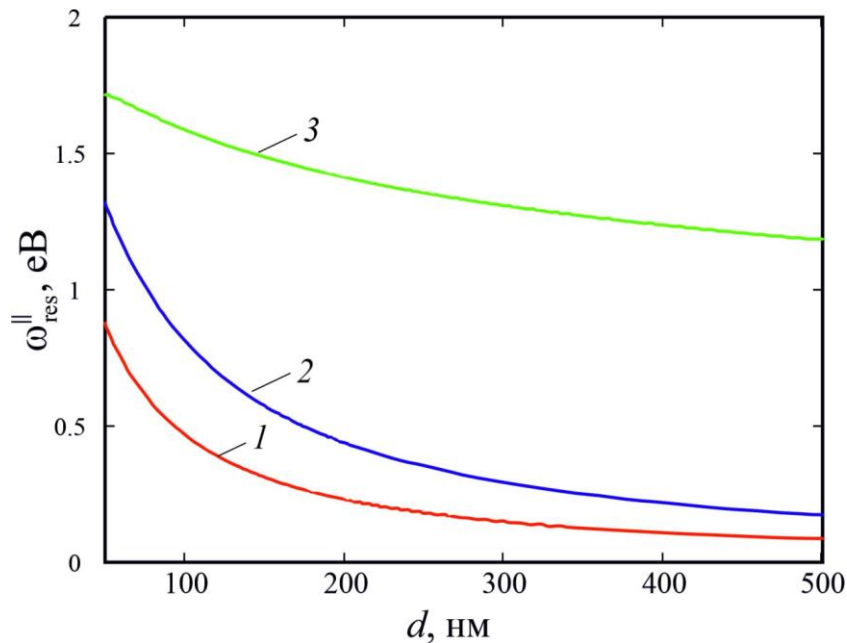


Рисунок 2.10 – Частотні залежності підсилення полів

Відмітимо, що криві для частинок усіх досліджуваних форм якісно подібні, а розрізняються лише кількісно. Так, при $\hbar\omega; 3 \text{ eV}$ функція $\mathcal{G}_p(\omega)$ досягає мінімуму, а в інтервалі від $\hbar\omega; 1.3 \div 2 \text{ eV}$ – максимуму. Кількісна різниця між результатами для різних форм полягає в «блакитному» зсуві максимумів із одночасним зменшенням їх величини в ряду форм.

Але не можна пройти повз того факту, що існує помітна та важлива відмінність у характеристиках антен, які використовують наночастинки різної форми, а також відзначити якісну різницю для $\mathcal{G}(\omega)$ у випадках антен зі сферичними та стрижнеподібними наночастинками. Так, для наноантени зі сферичними частинками Au підсилення досягає максимуму в

оптичному діапазоні частот (рис. 2.6), в той час як $\mathcal{E}_p(\omega)$ для антен зі стрижнеподібними частинками досягає мінімуму при $\hbar\omega$; 3 eV.



Рисункок 2.11 – Розмірні залежності частот поздовжнього оптичного резонансу

У той же час, розглядаючи антени, що включають в себе стрижнеподібні наночастинки, стає зрозуміло, що вони виявляють себе з іншого боку, адже підсилення в цих пристроях вимірюється на мінімальних позначках при певних умовах, деталі яких необхідно вивчати більш глибоко і детально. Ця інформація важлива для того, щоб зрозуміти специфіку та особливості використання різних типів наночастинок у сфері створення та оптимізації антенних пристроїв.

Розмірні залежності частот поздовжнього оптичного резонансу наведено на рис. 2.11. Бачимо, що для частинок усіх форм резонансна частота зменшується зі збільшенням поздовжнього розміру, причому величина ω_{res}^p для будь-якого розміру зменшується в ряду форм «сфероциліндр → циліндр → витягнутий сфероїд».

ВИСНОВКИ

Отримано співвідношення для частотної залежності посилення полів у зазорі між двома сферичними та стрижнеподібними металевими наночастинками та розмірної залежності частоти оптичного резонансу.

Продемонстровано, що зі зменшенням зазору між наночастинками постійного радіуса та збільшенням радіусу частинок за постійної відстані між ними має місце "червоне" зміщення максимуму підсилення полів. При цьому величина максимуму посилення зростає зі зменшенням відстані між частинками, а за постійної величини зазору максимальним буде підсилення поля для наночастинок з $R \approx 40$ нм.

Показано, що якщо система складається з частинок Au, Ag, Cu, то максимуми підсилення досягаються в оптичному діапазоні частот, тоді як у випадку наночастинок Pd, Pt, Al – в ультрафіолетовому, що пов'язано з істотними відмінностями оптичних параметрів цих матеріалів. Крім того, найбільшим буде підсилення у випадку дипольної антени, що складається з двох наночастинок Ag.

В ході проведення ретельних досліджень було встановлено цікаве явище блакитного зсуву, яке виявляється у зміні максимумів підсилення електромагнітних полів. Цей процес супроводжується одночасним зменшенням амплітуди цих полів. Зокрема, така тенденція спостерігається в характерному ряду форм антен, що включає перехід від витягнутих сфероїдів до циліндрів, а далі до сфероциліндрів.

Додаткові дослідження дозволили з'ясувати, що характеристики середовища, яке оточує антену, відіграють значну роль у формуванні спостережуваних феноменів. Виявлено, що зменшення діелектричної проникності цього середовища призводить до збільшення амплітуди

максимумів підсилення, а також до їхнього зсуву в бік більш коротких хвиль, що також називається «синім» зсувом.

Проведені розрахунки резонансних частот для антен, що містять сферичні частинки, підтвердили, що зі збільшенням радіуса цих частинок спостерігається зниження резонансних частот. В той же час, якщо ми розглядаємо стрижнеподібні частинки довільного розміру, то частота оптичного резонансу зменшується в певному порядку, який можна описати як послідовність переходів від форми «сфероциліндр» до «циліндр» і, в кінці, до «витягнутого сфероїду».

Останнім, але не менш важливим аспектом дослідження є демонстрація можливості контролю над спектральним положенням максимумів підсилення. Це можна досягти за допомогою ретельного вибору таких параметрів, як зазор між частинками, їх розміри та матеріал, з якого виготовлені наночастинки. Крім того, важливу роль відіграють матеріали діелектричного середовища, що оточують антену, які також можуть впливати на ці характеристики.

Результати розрахунків резонансних частот для антен зі сферичними частинками свідчать про їхнє зменшення при збільшенні радіуса, в той час як у випадку стрижнеподібних частинок довільного розміру частота оптичного резонансу зменшується в ряду форм «сфероциліндр $\rightarrow$ циліндр $\rightarrow$ витягнутий сфероїд».

Продемонстровано можливість керування спектральним положенням максимуму підсилення шляхом добору зазору між частинками, розмірів і матеріалу наночастинок та матеріалів діелектричного середовища, що оточує антену.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАНЬ

- 1 **Konečná, A.** Probing the electromagnetic response of dielectric antennas by vortex electron beams [Text] / A. Konečná, M. K. Schmidt, R. Hillenbrand, and J. Aizpurua // Phys. Rev. Res. – 2023. – V. 5.– No. 2.– id. 023192.
- 2 **Giannini, V.** Plasmonic nanoantennas: fundamentals and their use in controlling the radiative properties of nanoemitters [Text] / V. Giannini, A. I. Fernández-Domínguez, S. C. Heck, and S. A. Maier // Chem. Rev. – 2011.– V. 111. – No. 6. – P. 3888–3912.
- 3 **Nevet, A.** Plasmonic nanoantennas for broad-band enhancement of two-photon emission from semiconductors [Text] / A. Nevet, N Berkovitch, A. Hayat, P. Ginzburg, S. Ginzach, O. Sorias, M. Orenstein // Nano. Lett. – 2010. – V. 10. – No.5. – P. 1848 – 1852.
- 4 **Dakin, J. P.** Handbook of Optoelectronics: Concepts, Devices, and Techniques (Volume One) [Text] / J. P. Dakin, R. Brown; – Raton: CRC Press. – 2017. – P.858
- 5 **Aizpurua, J.** Optical properties of coupled metallic nanorods for field-enhanced spectroscopy [Text] / J. Aizpurua, G. W. Bryant, L. J. Richter, F. J. García de Abajo, B. K. Kelley, and T. Mallouk // Phys. Rev. – 2005. – V.71. – No.23. – id. 235420.
- 6 **Taminiau, T. H.** Optical antennas direct single-molecule emission [Text] / T. H. Taminiau, F. D. Stefani, F. B. Segerink, and N. F. van Hulst // Nat. Photonics – 2008. – V. 2. – No. 4. – P. 234–237.
- 7 **Kawata, S.** Plasmonics for near-field nano-imaging and superlensing [Text] / Kawata, Y. Inouye, and P. Verma // Nature Photon. – 2009 – V. 3. – No.7. – Art. No.7.
- 8 **Knight, M. W.** Photodetection with Active Optical Antennas [Text] / M. W. Knight, H. Sobhani, P. Nordlander, and N. J. Halas // Science. – 2011 – V. 332. – No. 6030. – P. 702–704

- 9 **Juan, M. L.** Plasmon nano-optical tweezers [Text] / M. L. Juan, M. Righini, and R. Quidant // Nature Photon. – V. 5. – No. 6, – Art. No. 6.
- 10 **Utikal, T.** Towards the Origin of the Nonlinear Response in Hybrid Plasmonic Systems [Text] / T. Utikal, T. Zentgraf, T. Paul, C. Rockstuhl, F. Lederer, M. Lippitz, and H. Giessen // Phys. Rev. Lett. – 2011. – V. 106. – No. 13. – P. 133901.
- 11 **Rabiennejhad, M. J.** Design and optimization of nano-antenna for thermal ablation of liver cancer cells [Text] / M. J. Rabiennejhad, A. Mazaheri, and M. Davoudi-Darareh Chinese // Phys. B. – 2021. – V. 30. – No. 4. – P. 048401.
- 12 **Prodan, E.** A Hybridization Model for the Plasmon Response of Complex Nanostructures [Text] / E. Prodan, C. Radloff, N. J. Halas, and P. Nordlander // Science. – 2023. – Vl. 302. – No. 5644. –P. 419–422.
- 13 **Ginzburg, P.** Resonances On-Demand for Plasmonic Nano-Particles [Text] / P. Ginzburg, N. Berkovitch, A. Nevet, I. Shor, and M. Orenstein // Nano Lett. – 2011 – V. 11 – No. 6. – P. 2329–233.
- 14 **Lassiter, J.B.** Fano Resonances in Plasmonic Nanoclusters: Geometrical and Chemical Tunability [Text] / J.B. Lassiter, H. Sobhani, J.A. Fan, J. Kundu, F. Capasso, P. Nordlander, and N.J. Halas // Nano. Lett. – 2010. – V. 10. – No. 8. – P. 3184–3189.
- 15 **Berkovitch N.** Thin Wire Shortening of Plasmonic Nanoparticle Dimers: The Reason for Red Shifts [Text] / N. Berkovitch and M. Orenstein // Nano. Lett. – 2011. – V. 11. – No. 5. – P. 2079–2082.
- 16 **Üstün, E.** Investigation of nanoantenna geometries for maximum field enhancements at optical frequencies [Text] / E. Üstün, Ö. Eroglu, U. M. Gür, and Ö. Ergül // Progress In Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS). – 2017. –P. 3673–3680.
- 17 **Isıklar, G.** Computational design of nanoantennas with improved power enhancement capabilities via shape optimization [Text] / G. Işıklar, Ş. Yazar, H. İbili, G. Onay, Z. Ahdab, and Ö. Ergül // Optical Engineering. – 2023. – V. 62.

18 **Krasnok, A. E.** Optical nanoantennas / A. E. Krasnok, I. S. Maksymov, A. I. Denisyuk, P. A. Belov, A. E. Miroshnichenko, C. R. Simovski, and Y. S. Kivshar [Text] // Physics-Uspekhi. – 2013. – V. 56. – No. 6 – P. 539–564.

19 **Sundaramurthy, A.** Field enhancement and gap-dependent resonance in a system of two opposing tip-to-tip Au nanotriangles [Text] / A. Sundaramurthy, K. B. Crozier, G. S. Kino, D. P. Fromm, P. J. Schuck, and W. E. Moerner // Phys. Rev. B. – 2005. – V. 72. – No. 16. – P.165409.

20 **Koya A. N.** Advances in ultrafast plasmonics [Text] / A.N. Koya, M. Romanelli, J. Kuttruff, N. [et al.] // Applied Physics Reviews – 2023. – V. 10. – No. 2. – P. 021318.

21 **Maie, S. A.** Plasmonics: Fundamentals and Applications [Text] / S. A. Maie ; – New York: Springer, 2007. – 224 p.

22 **Tanabe, K.** Field enhancement around metal nanoparticles and nanoshells: A systematic investigation [Text] / K. Tanabe, // J. Phys. Chem. – 2008. – V. 112. – No. 40. – P. 15721–15728.

23 **Korotun, A.V.** Optical parameters of bimetallic nanospheres [Text] / A.V. Korotun, A.O. Koval, and V.V. Pogosov // Ukr. J. Phys. – 2021. – V. 66. – No. 6. – P. 518–527.

24 **Klimov, V.** Nanoplasmonics [Text] / V. Klimov ; – New York: Jenny Stanford Publishing, 2014. 598 p.

25 **Balanis C A** Antenna Theory: Analysis and Design [Text] / C. A. Balanis ; – New York: Wiley, 1997. – 956 p.

26 **Novotny, L.** Principles of Nano-Optics [Text] / L. Novotny, B. Hecht ; – Cambridge: Cambridge University Press, 2012. – 17 p.

27 **Huang, J-S.** Atomically flat single-crystalline gold nanostructures for plasmonic nanocircuitry [Text] / J-S .Huang, V. Callegari, P. Geisler, [et al.] // Nature Commun, – 2010. – Id.150.

28 **Dorfmüller, J.** Fabry–Perot resonances in one-dimensional plasmonic nanostructures [Text] / J. Dorfmüller, R. Vogelgesang, R. T.Weitz, [et al.] // Nano Lett, – 2010. – Id. 2372.

29 **Feigenbaum, E.** Ultrasmall volume plasmons, yet with complete retardation effects [Text] / E. Feigenbaum, M. Orenstein // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Id. 163902.

30 **Rechberger, W.** Optical properties of two interacting gold nanoparticles [Text] / W. Rechberger, A. Hohenau, A. Leitner // Opt. Commun. – 2023. – V. 220. – P. 137-141.

31 **Novotny, L.** Strong coupling, energy splitting, and level crossings: a classical perspective [Text] / L. Novotny // Am. J. Phys. – 2010 – V. 78 – P. 1199–1202.

32 **Huang, J-S.** Mode imaging and selection in strongly coupled nanoantennas / J-S. Huang, J Kern, P Geisler [et al.] // Nano Lett. – 2010. – No. 10. – P. 2105-2110.

33 **Prodan, E.** A hybridization model for the plasmon response of complex nanostructures [Text] / E. Prodan, C. Radloff, N. J. Halas // Science. – 2023. – V. 302. – Iss. 5644. – P. 419-422.

34 **Nordlander, P.** Plasmon hybridization in nanoparticle dimers [Text] / P. Nordlander, C. Oubre, E. Prodan, // Nano Lett. – 2004. – V. 4. – No. 5. – P. 899-903.

35 **Funston, A M.** Plasmon coupling of gold nanorods at short distances and in different geometries [Text] / A M. Funston, C. Novo, T. J. Davis // Nano Lett. – 2009. – V. 9. – No. 4. – P. 1651-1658.

36 **Halas, N. J.** Plasmons in strongly coupled metallic nanostructures [Text] / N. J. Halas, S. Lal, W-S. Chang, [et al.] // Chem. Rev. – 2011. – Id. 38340044.

37 **Ghenuche, P.** Spectroscopic mode mapping of resonant plasmon nanoantennas [Text] / P. Ghenuche, S. Cherukulappurath, T. H. Taminiau, [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2008. – V. 101. – Iss. 11-12.

38 **Muhlschlegel, P.** Resonant optical antennas [Text] / P. Muhlschlegel, H. J. Eisler, B. Hecht // Science. – 2008 – V. 308. – No. 5728. – P. 1607-1609

39 **Liu, M.** Excitation of dark plasmons in metal nanoparticles by a localized emitter [Text] / Liu, M. T-W. Lee, S. K. Gray // Phys. Rev. Lett. – 2009. – V. 102. – Iss. 10-13.

40 **Yang, S-C.** Plasmon hybridization in individual gold nanocrystal dimers: direct observation of bright and dark modes [Text] / S-C. Yang, H. Kobori, He C-L, M-H. Lin, [et al.] // Nano Lett. – 2010. – V. 10. – No. 2 – P. 632-637.

41 **Fan, J.A.** Self-assembled plasmonic nanoparticle clusters [Text] / J.A. Fan, C. Wu, K. Bao, R. Bardhan, [et al.] // Science. – 2010. – V. 328. – No. 5982 – P. 1135-1138.

42 **Zhang, S.** Plasmon-induced transparency in metamaterials [Text] / S. Zhang, D. A. Genov, Y. Wang, M. Liu // Phys. Rev. Lett. – 2008. – V. 101. – Iss. 4-25.

43 **Liu, N.** Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency at the Drude damping limit [Text] / N. Liu, L. Langguth, T. Weiss, J. Kastel // Nature Mater. – 2010. – No. 8 – P. 758-762.

44 **Verellen, N.** Sonnefraud Y, Sobhani H, Hao F, Moshchalkov V V, Van Dorpe P, Nordlander P and Maier S A 2009 Fano resonances in individual coherent plasmonic nanocavities [Text] / N. Verellen, Y. Sonnefraud, H. Sobhani, [et al.] // Nano Lett. – 2009. – No. 3 – P. 643-652.

45 **Luk'yanchuk, B.** The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials [Text] / B. Luk'yanchuk, N. I. Zheludev, S. A. Maier, N. J. Halas, Nordland [et al.] // Nature Mater. – 2010. – No. 9 – P. 707-715.

46 **Woo, K.** Universal scaling and Fano resonance in the plasmon coupling between gold nanorods [Text] / K. C. Woo, L. Shao, H. Chen, Y. Liang, , [et al.] // ACS Nano. – 2010. – No. 5 – P. 707-715.

47 **Taflove, A.** Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method [Text] / A. Taflove, S. C. Hagness ; Boston. – 3rd edn. – MA: Artech House, 2005. – 1006 p.

48 **Wang, F.** General properties of local plasmons in metal nanostructures / F. Wang, Y. Ron Shen [Text] // Phys. Rev. Lett. – 2006. – No. 97 – Id. 206806.

49 **Taminiau, T.** Optical antennas direct single-molecule emission [Text] / T. Taminiau, F. D. Stefani, F. B. Segerink // Nature Photon. – 2008. – No. 2 – P. 234-237.

50 **Biagioni, P.** Cross resonant optical antenna [Text] / P. Biagioni, J-S. Huang, L. Duo // Phys. Rev. Lett. – 2009. – V. 102 – No. 25 – Id. 256801.

51 **Mohammadi, A.** Gold nanorods and nanospheroids for enhancing spontaneous emission [Text] / A. Mohammadi, V. Sandoghdar, M. Agio // New J. Phys. – 2008. – V. 10 – Id. 105015

52 **Farahani, J. N.** Single quantum dot coupled to a scanning optical antenna: a tunable superemitter [Text] / J. N. Farahani, D. W. Pohl, H. J. Eisler // Rev. Lett. – 2005. – V. 95 – Id. 017402.

53 **Anger, P.** Enhancement and quenching of single-molecule fluorescence [Text] / P. Anger, P. Bharadwaj, L. Novotny L // Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 96 – No. 11 – Id. 113002.

54 **Kuhn, S.** Enhancement of single-molecule fluorescence using a gold nanoparticle as an optical antenna [Text] / S. Kuhn, U. Hakanson, L. Rogobete // Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 97 – No. 1 – Id. 017402.

55 **Taminiau, T. H.** Single emitters coupled to plasmonic nano-antennas: angular emission and collection efficiency [Text] / T. H. Taminiau, F. D. Stefani, N. F. Hulst // New J. Phys. – 2008. – V. 10 – No. 10 – Id. 105005.

56 **Wolf, E.** Analyticity of the angular spectrum amplitude of scattered fields and some of its consequences [Text] / E. Wolf, M. Nieto-Vesperinas // J. Opt. Soc. Am. A – 1985. – V. 2 – Id. 886.

57 **Lee, K. G.** A planar dielectric "antenna for directional single-photon emission and near-unity collection efficiency [Text] / K. G. Lee, X. W. Chen, H. Eghlidi [et al.] // Nature Photon. – 2011. – V. 5 – P. 166-169

58 **Schuck, P. J.** Improving the mismatch between light and nanoscale objects with gold bowtie nanoantennas [Text] / P. J. Schuck, D. P. Fromm, A. Sundaramurthy // Phys. Rev. Lett. – 2005. – V. 94 – No. 1 – Id. 017402.

59 **Muskens, O. L.** Strong enhancement of the radiative decay rate of emitters by single plasmonic nanoantennas [Text] / O. L. Muskens, V. Giannini, J. A. Sanche Gil // Nano Lett. – 2007.– No. 7 – P. 2871-2875.

60 **Schnell, M.** Controlling the near-field oscillations of loaded plasmonic nanoantennas [Text] / M. Schnell, A. Garcia-Etxarri, J. Alkorta [et al.] // Nature Photon. – 2009.– No. 3 – P. 287-291.

61 **Rai-Choudhury, P.** Handbook of Microlithography: Micromachining, and Microfabrication [Text] / P. Rai-Choudhury ; Bellingham, – WA: SPIE, 1997. – 776 p.

62 **Jiao, X.** Localization of near-field resonances in bowtie antennae: influence of adhesion layers [Text] / X. Jiao, J. Goeckeritz, S. Blair, M. Oldham // Plasmonics. – 2009.– No. 3. – P. 37-50.

63 **Grigorescu, A. E.** Resists for sub-20-nm electron beam lithography with a focus on HSQ: state of the art [Text] / A. E. Grigorescu, C. W. Hagen // Nanotechnology. – 2009.– V. 20. – Id. 292001.

64 **Chen, W. T.** Electromagnetic energy vortex associated with sub-wavelength plasmonic [Text] / W. T. Chen, P. C. Wu, C. J. Chen [et al.] // Taiji marks Opt. Express – 2010.– V. 18 – Id. 19665.

65 **van Dorp, W. F.** A critical literature review of focused electron beam induced deposition [Text] / W. F. van Dorp, C. W. Hagen // Appl. Phys. – 2008. – V. 104 – Iss. 08. – P. 1301.

66 **Graells, S.** Direct growth of optical antennas using e-beam-induced gold deposition [Text] / S. Graells, S. Acimovi, R. Quidant // Plasmonics – 2010. – V. 5. – Id. 135.

67 **Weber-Bargioni, A.** Functional plasmonic antenna scanning probes fabricated by induced-deposition mask lithography [Text] / A. Weber-Bargioni, A. Schwartzberg, M. Schmidt [et al.] // Nanotechnology – 2010. – V. 21. – Iss. 06. – P. 5306.

68 **Frabboni, S.** Fabrication by electron beam induced deposition and transmission electron microscopic characterization of sub-10-nm freestanding Pt nanowires [Text] / S Frabboni, G. C. Gazzadi, L. Felisari A. Spessot // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V. 88. – Iss. 21. – P. 3166.

69 **Orloff, J.** High Resolution Focused Ion Beams: FIB and Applications [Text] / J. Orloff, M. Utlaut, L. Swanson ; Dordrecht: Kluwer, 2002. – 303 p.

70 **Melngailis, J.** 1987 Focused ion beam technology and applications [Text] / J. Melngailis // J. Vac. Sci. Technol. B. – 1987. – No. 5. – Iss. 06. – P. 469-495.

71 **Kim, S.** High-harmonic generation by resonant plasmon field enhancement / S. Kim, J. Jin, Y. J. Kim, [et al.] // Nature. – 2008. – V. 453. – P. 757

72 **Cubukcu, E.** Plasmonic laser antenna [Text] / E. Cubukcu, E. A. Kort, K. B. Crozier, F. Capasso // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V. 89. – Id. 093120.

73 **Taminiau, T. H.** $\lambda/4$ resonance of an optical monopole antenna probed by single molecule fluorescence [Text] / T. H. Taminiau, R. J. Moerland, F. B. Segerink, [et al.] // Nano Lett. – 2007. – V. 7. – No. 2. – P. 28-33.

74 **Pramod, P.** Plasmon coupling in dimers of Au nanorods [Text] / P. Pramod, K. G. Thomas // Adv. Mater. – 2008. – V. 20. – No. 22. – P. 4300-4305.

75 **Farahani, J. N** Bow-tie optical antenna probes for single-emitter scanning near-field optical microscopy [Text] / J. N. Farahani, H. J. Eisler, D. W. Pohl, M. Pavius, [et al.] // Nanotechnology. – 2007. – V. 18. – No. 12. – P. 5506.

76 **Han, G.** Infrared spectroscopic and electron microscopic characterization of gold nanogap structure fabricated by focused ion beam [Text] / G. Han, D. Weber, F. Neubrech, // Nanotechnology. – 2011. – V. 22. – Id. 275202.

77 **Guo, L. J.** 2007 Nanoimprint lithography: methods and material requirements [Text] / L. J. Guo // Adv. Mater. – 2007. – V. 19. – No. 4. – P. 495-513.

78 **Boltasseva, A.** Plasmonic components fabrication via nanoimprint [Text] / A. Boltasseva // 2009 J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2007. – V. 11. – Id. 114001.

79 **Yu Y-Y.** Gold nanorods: electrochemical synthesis and optical properties [Text] / Y-Y. Yu, S-S Chang, C-L. Lee C. R. Wang // J. Phys. Chem. B. – 1997. – V. 101. – No. 34. – P. 6661-6664

80 **Sun, Y.** Shape-controlled synthesis of gold and silver nanoparticles [Text] / Y. Sun, Y. Xia // Science. – 2005. – V. 268. – No. 5601. – P. 2176-2179.

81 **Gole, A.** Seed-mediated synthesis of gold nanorods: role of size and nature of the seed / A. Gole // Chem. Mater. – 2005. – V. 109, – Iss. 47 – P. 22192-22392.

82 **Liu, M.** Mechanism of silver (I)-assisted growth of gold nanorods and bipyramids [Text] / M. Liu, P. Guyot-Sionnest // J. Phys. Chem. B. – 2005. – V. 109, – Iss. 47 – P. 22192-22392.

83 **Chu, H-C.** Thermal aqueous solution approach for the synthesis of triangular and hexagonal gold nanoplates with three different size ranges [Text] / C-H. Kuo, M. H. Huang // Inorg. Chem. – 2006. – V. 45, – Iss. 2 – P. 808-813.

84 **Millstone J. E.** Colloidal gold and silver triangular nanoprisms [Text] / J. E. Millstone, S. J. Hurst, G. S. Metraux, Cutler J. I. // Small – 2009. – V. 5, – Iss. 6 – P. 646-664.

85 **Zhang, J.** Plasmon-mediated synthesis of silver triangular bipyramids [Text] / J. Zhang, S. Li, J. Wu, // Angew. Chem. Int. Edn Engl. – 2009. – V. 48. – No. 42. – P. 7787–7791.

86 **Wile, B. J.** Right bipyramids of silver: a new shape derived from single twinned seeds [Text] / B. J. Wile, Y. Xiong, Y. Yin // Nano Lett. – 2006. – V. 29. – No. 6. – P. 765–573

87 **Kim, F.** Photochemical synthesis of gold nanorods [Text] / F. Kim, J. H. Song, P. Yang // J. Am. Chem. Soc. – 2002. – V. 124. – No. 48. – P. 14316–14317.

88 **Pham, T.** Preparation and characterization of gold nanoshells coated with self-assembled monolayers [Text] / T. Pham, J. B. Jackson, N. J. // Langmuir. – 2002. – No. 18. – P. 4915-4920

89 **Wang, H.** Nanorice: a hybrid plasmonic nanostructure [Text] / H. Wang, D. W. Brandl, F. Le, P. Nordlander, N. J. Halas // Nano Lett. – 2006. – V. 6. – No. 4. – P. 827–832.

90 **Raychaudhuri, S.** Precise semiconductor nanowire placement through dielectrophoresis Nano [Text] / S. Raychaudhuri, A. Dayeh, D. Wang, E. T. Yuan // Lett. – 2009. – V. 9. – No. 6. – P. 2260–2266.

91 **Huang, Y.** Directed assembly of one-dimensional nanostructures into functional networks [Text] / Y. Huang, X. Duan, Q. Wei, C. M. Lieber // Science. – 2001. – V. 291. – Iss. 5504. – P. 630-636.

92 **Kraus, T.** Nanoparticle printing with single-particle resolution [Text] / T. Kraus, L. Malaquin, H. Schmid, [et al.] // Nature Nanotechnol. – 2007. – No. 2. – P. 570-576.

93 **McMahon, J. M.** Nonlocal optical response of metal nanostructures with arbitrary shape [Text] / J. M. McMahon, S. K. Gray G. C. Schatz // Phys. Rev. Lett. – 2009. – V. 103. Id. 097403.

94 **Zuloaga, J.** Quantum description of the plasmon resonances of a nanoparticle dimer [Text] / J. Zuloaga, E. Prodan, P. Nordlander // Nano Lett. – 2009. – V. 9. – No. 2. – P. 887-891.

95 **Hadeed, F. O.** Controlled fabrication of 1–2 nm nanogaps by electromigration in gold and gold–palladium nanowires [Text] / F. O. Hadeed, C. Durkan // Appl. Phys. Lett. – 2007. – V. 9. – No. 12. – P. 3120-3123.

96 **Strachan, D. R.** Real-time TEM imaging of the formation of crystalline nanoscale gaps [Text] / D. R. Strachan, D. E. Johnston, [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2008. – V. 100. – Iss. 5. – P. 6805.

97 **Jain, T.** Self-assembled nanogaps via seed-mediated growth of end-to-end linked gold nanorods [Text] / T. Jain, F. Westerlund, [et al.] // ACS Nano. – 2009. – V. 3. – No. 4. – P. 828-834.

98 **Merlein, J.** Nanomechanical control of an optical antenna [Text] / J. Merlein, M. Kahl, [et al.] // 2008 Nature Photon. – 2008. – No. 2. – P. 230–233.

99 **Schietinger, S.** Plasmon-enhanced single photon emission from a nanoassembled metal-diamond hybrid structure at room temperature [Text] / S. Schietinger, M. Barth M, T. Aichele // Nano Lett. – 2009. – V. 9. – No. 4. – P. 1694-1702.

100 **Korotun, A.V.** Optical absorption of a composite with randomly distributed metallic inclusions of various shapes [Text] / A.V. Korotun, N. I. Pavlyshche // Functional Materials. – 2022. – V. 29. – No. 4. – P. 567–575.

101 **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.