

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»
НАУКОВО-НАВЧАЛЬНИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЇ ФІЗИКИ

«На правах рукопису»
УДК _____

«До захисту допущено»
Завідувач кафедри

_____ (підпис)

_____ (ініціали, прізвище)

« ____ » _____ 2022 р.

Магістерська дисертація
на здобуття ступеня магістра

зі спеціальності _____ **105 «Прикладна фізика та наноматеріали»**
(код та назва спеціальності)

на тему: Дослідження дифракційних аномалій на періодичних металевих
структурах

Виконала: студентка _____ **6** курсу, групи _____ **ФФ-01мн**
_____ **Мамчур Ярина Дмитрівна** _____
(прізвище, ім'я, по батькові) (підпис)

Керівник доцент кафедри прикладної фізики ФТІ, к.т.н., доцент Іванова В. В. _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Консультант _____ _____ _____
(назва розділу) (посада, вчене звання, науковий ступінь, прізвище, ініціали) (підпис)

Рецензент директор Філії прикладної оптики Інституту фізики НАНУ, д.ф.-м.н.Тараненко
В.Б. _____ _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Засвідчую, що у цій магістерській дисертації
немає запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань.

Студентка _____
(підпис)

Київ – 2022 р.

РЕФЕРАТ

Магістерська дисертація за обсягом становить 66 сторінок, містить 38 рисунків, 4 таблиці та 46 джерел за переліком посилань.

На сьогодні періодичні структури займають важливу нішу в матеріалознавстві. Вони дозволяють створити матеріали, властивості яких легко підлаштувати під конкретне використання в різних сферах: від фізики до інженерії, хімії, біології, медицини, наук про їжу і довкілля. Плазмонні властивості таких структур створюють перспективу для їх широкого застосування. Завдяки надзвичайно вузьким плазмонним резонансам можна створити цілий ряд матеріалів, чутливих лише до вузької частини спектру випромінювання, а отже - створити точні фільтри, хвилеводи, сенсори чи навіть резонатори. При цьому визначальними є параметри матеріалів у поєднанні з геометрією створюваних структур.

Метою даної роботи була розробка методології комплексного аналізу новоствореної невідомої субхвильової періодичної структури.

Об'єктом нашого дослідження є періодичні металеві структури.

Предметом дослідження є дифракційні аномалії, виявлені в їхньому спектрі.

Для дослідження одного з видів періодичних структур (дифракційних ґраток) була створена установка для характеристики їх відбивання. Для цього було розроблено спеціальний набір тримачів та інших кріплень. Установка дозволяє проводити дослідження інтенсивності дифракційних максимумів ґраток під час зміни кута падіння на поверхню з точністю до $0,1^\circ$. В майбутньому передбачена заміна джерела випромінювання на лазер із іншою довжиною хвилі.

Під час характеристики 13 з 24 наявних структур було визначено, що основний матеріал періодичної структури - Нікель, можливі вкраплення інших металів (срібла).

Завдяки проведеній інтерферометрії білого світла виявлено, що 4 наявних структур одновимірні, інші - двовимірні. Стала ґратки для зразків варіюється від 1,7 мкм до 8,7 мкм вздовж осі ОУ та в межах 5-6 мкм вздовж осі ОХ. Профілі ґраток складні, трапецевидні.

Результати роботи було опубліковано в матеріалах XX Всеукраїнської науково-практичної конференції студентів, аспірантів та молодих вчених.

Ключові слова:

Періодичні структури, дифракційні ґратки, аномалії Вуда, інтерферометрія білого світла.

ABSTRACT

The master's dissertation consists of 66 pages, contains 38 figures, 4 tables and 46 sources according to the list of references.

Nowadays periodic structures occupy an important niche in materials science. They make possible the creation of materials whose properties can be easily adjusted for specific use in various fields ranging from physics to engineering, chemistry, biology, medicine, food and environmental sciences. The plasmonic properties of such structures create prospects for their wide application. Thanks to extremely narrow plasmon resonances, it is possible to create a range of materials sensitive only to a narrow part of the radiation spectrum, and therefore to create precise filters, waveguides, sensors or even resonators. At the same time, the parameters of the materials in combination with the geometry of the created structures are decisive.

The purpose of this work was to develop a methodology for the comprehensive analysis of a newly created unknown subwavelength periodic structure.

The object of our research is periodic metal structures.

The subject of research is the diffraction anomalies found in their spectrum.

To study one of the types of periodic structures (diffraction gratings), a set-up was created to characterize their reflection. For this, a special set of holders and other fasteners was developed. The installation allows you to study the intensity of the diffraction maxima of gratings when the angle of incidence on the surface changes with an accuracy of up to 0.1° . In the future, it is planned to replace the radiation source with a laser with a different wavelength.

During the characterization of 13 of the 24 existing structures, it was determined that the main material of the periodic structure is nickel, and possible inclusions of other metals (silver).

Thanks to the conducted interferometry of white light, it was found that 4 of the available structures are one-dimensional, the others are two-dimensional. The

grid size for the samples varies from 1.7 μm to 8.7 μm along the OU axis and within 5-6 μm along the OH axis. The lattice profiles are complex, trapezoidal.

The results of the work were published in the materials of the 20th All-Ukrainian scientific and practical conference of students, postgraduates and young scientists.

Keywords:

Periodic structures, diffraction gratings, Wood's anomalies, white light interferometry.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ	5
ВСТУП	6
ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	7
МЕХАНІЗМИ ДИФРАКЦІЇ	8
2.1 Найпростіші механізми дифракції	8
2.2 Дифракційні аномалії	10
ПЛАЗМОННІ ЯВИЩА	13
3.1 Плазмони та їх види	13
<i>3.1.1 Основні поняття</i>	<i>14</i>
<i>3.1.2 Експериментальні дослідження плазмонних резонансів</i>	<i>16</i>
3.2 Плазмонні матеріали	23
<i>3.2.1 Плазмони та плазмонні резонанси</i>	<i>24</i>
<i>3.2.3 Традиційні плазмонні матеріали</i>	<i>29</i>
<i>3.2.3 Титановмісні матеріали</i>	<i>30</i>
<i>3.2.4 Графен для плазмоніки</i>	<i>35</i>
<i>3.2.5 Нікель для плазмоніки</i>	<i>38</i>
МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕННЯ	40
4.1 Інтерферометрія білого світла	40
4.2 Методика експериментальних дослідження	45
<i>4.2.1 Конфігурації для вимірювання аномалій Вуда</i>	<i>45</i>
<i>4.2.2 Розробка експериментальної установки</i>	<i>49</i>
РЕЗУЛЬТАТИ ПРОВЕДЕНОГО ДОСЛІДЖЕННЯ	51
5.1 Результати рентгеноструктурного та хімічного аналізу	51
5.2 Результати інтерферометрії	52
5.3 Результати підготовчих досліджень	58
ВИСНОВКИ	60

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

62

**ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, СКОРОЧЕНЬ І
ТЕРМІНІВ**

ЛПР Локалізований плазмонний резонанс

ППРГ Поверхневий плазмонний резонанс ґратки

ІЧ діапазон Інфрачервоний діапазон

ВСТУП

Завдання сучасної техніки все частіше потребують високоспеціалізованих підходів. Надтонкі спектральні фільтри, фотовольтаїка, знищення пухлин без пошкодження зовнішніх тканин - все це завдання, що виходять за межі використання традиційних матеріалів. Саме в таких випадках в пригоді стають більш специфічні рішення такі, як метаматеріали та інші періодичні структури.

Їх основною перевагою є те, що їхні властивості тісно пов'язані з їхньою будовою, параметри якої легко передбачати та підлаштовувати. Саме тому на сучасному етапі матеріалознавство націлене на створення нових структур під конкретні використання. Для дослідження цих структур та відпрацювання технології їх виробництва потрібно використовувати всебічні і багатогранні способи характеристизації: від дослідження елементного складу до дослідження топології поверхні.

Тому метою цієї роботи була розробка методології комплексного аналізу новоствореної невідомої субхвильової періодичної структури.

Нашими основними завданнями були:

- 1) Узагальнення наявної інформації про використання періодичних металевих структур в різних сферах;
- 2) Створення установки для проведення характеристизації відбивальних періодичних металевих структур
- 3) Характеризація ряду металевих дифракційних ґраток, зокрема шляхом аналізу їх дифракційних аномалій

Об'єктом нашого дослідження є періодичні металеві структури, а предметом - дифракційні аномалії, виявлені в їхньому спектрі.

1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

Дифракційні аномалії вперше були описані ще більше ста років тому. В той час Вуд [1] , [2], [3] та Релей [4], [5] вперше виявили та описали темні смуги у спектрі відбивання дифракційної ґратки. В той час вони вважали, що пояснюють одне і те саме явище, проте згодом стане відомо, що це два різні явища, що мають зовсім різну природу.

Подальші дослідження Войта, Фано і Артмана змогли наблизитись до причини виникнення дифракційних аномалій, виявлених Вудом, трохи ближче, проте вони все одно погоджувались із теоретичним обґрунтуванням Релея. [6] Лише в 1941 році Фано [7] стверджуватиме, що джерелом загадкових аномалій є поверхнева хвиля. Ця хвиля не отримає своєї назви аж до 1957, коли Річі [8] вперше назве її поверхневим плазмоном. Оскільки природа аномалій Вуда було довго незрозумілою, її часто пов'язували виключно з s-поляризацією, і лише Палмер [9] почав проводити дослідження з r-поляризованим світлом [10].

З часом знання та розуміння поверхневих плазмонів розширювалось, з'являлось все більше застосувань для цих поверхневих хвиль. Зокрема вони стали корисними для створення новітніх сенсорів [11, 12, 13], біосенсорів [14, 15] лазерних резонаторів [16, 17, 18], сучасних методів дослідження поверхонь [19] та багато чого іншого.

Саме тому в цій роботі буде розглянуто та узагальнено інформацію про поверхневі плазмони, їх вплив на технології та зв'язок з дифракційними аномаліями.

2. МЕХАНІЗМИ ДИФРАКЦІЇ

2.1 Найпростіші механізми дифракції

Дифракційна ґратка – це структура, що складається з відбивальних (або пропускарських) елементів, що розташовані на відстані один від одного, що порівнювана з довжиною хвилі опромінення. Дифракція проявляється у відхиленні від законів геометричної оптики, що супроводжується просторовим перерозподілом поля хвилі, внаслідок інтерференції вторинних дифрагованих хвиль. Після дифракції падаюча хвиля може змінити свою амплітуду, фазу або обидві характеристики. [20]

Відбивальна дифракційна ґратка формується на відбивальній поверхні, а пропускарна дифракційна ґратка – на прозорій. Оригінал ґратки – це дифракційна ґратка, нанесена механічно на поверхню або створена голографічним методом, а копія ґратки – це дифракційна ґратка, створена за допомогою іншої дифракційної ґратки. [20]

Під час дифракції кожна щілина стає вторинним джерелом випромінювання, що дозволяє отримати новий хвильовий фронт. Відбивання чи заломлення світла на кожному окремому штриху може бути описане за законами геометричної оптики або у вигляді хвильових фронтів (рис. 1) [20]

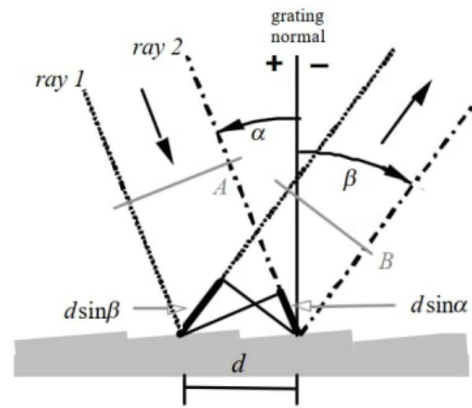


Рис. 1 а) дифракція на відбивальній ґратці [20]

Тоді дифракція може бути описана рівнянням:

$$m\lambda = d(\sin\alpha + \sin\beta),$$

де m – ціле число (порядок дифракції), λ – довжина хвилі опромінення, d – стала ґратки, α і β позначені на рис. 1 [20]

Якщо падаючий промінь не перпендикулярний по поверхні штрихів, то рівняння ускладнюється:

$$m\lambda = d\cos\varepsilon(\sin\alpha + \sin\beta),$$

де ε – кут між променем та нормаллю до центру штриха. [20]

Тож, існує прямий зв'язок між кутом відбивання та довжиною падаючої хвилі: [20]

$$\beta = \left(\frac{m\lambda}{d} - \sin\alpha\right)$$

Для нульового порядку дифракції $m = 0$, ґратка поводить як дзеркало. Частий випадок для дифракційних ґраток: $\alpha = \beta$, тоді рівняння дифракції має вигляд: [20]

$$m\lambda = 2d\sin\alpha.$$

Профіль дифракційних ґраток часто залежить від методі їх виготовлення. Часто дифракційні ґратки, виготовлені механічно, мають чіткі геометричні обриси (трикутники, трапеції, тощо), а дифракційні ґратки, виготовлені голографічно мають синусоїдальний профіль. (рис. 2) [20]

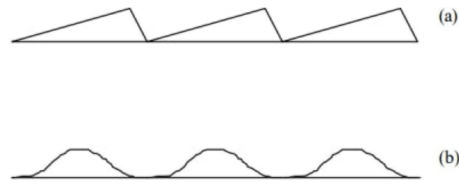


Рис. 2 Типові профілі дифракційних ґраток виготовлених а) механічно, б) голографічно

Профіль дифракційних ґраток суттєво впливає на дифракцію.

2.2 Дифракційні аномалії

В 1902 році Р. Вуд опублікував свої перші дослідження спектру відбитого світла від дифракційних ґраток, у яких вчений знайшов темні смуги поглинання. Вони проявлялись на дуже вузькій ділянці спектру, коли дифракційна ґратка була освітлена р-поляризованим світлом, а кут падіння був прямим. Ці темні смуги отримали назву аномалії Вуда. [21, 22]

Цією аномальною поведінкою зацікавився Релей. Згідно його з дослідженнями Релея зникнення дифракційних максимумів може відбуватись завдяки тому, що під певними кутами дифракційний максимум певного порядку можуть “перескочити” на нескінченність. В результаті цього виникає перерозподіл енергії між іншими дифракційними максимумами. [21]

Проте, описаний процес не міг пояснити аномалії Вуда, адже після перерозподілу енергії дифракційні максимуми повинні були б стати більш яскравими, чого не відбувалось. Крім того, таємницею залишилась також і різниця у спостережуваній дифракції під час опроміненням ґратки s- та р-поляризованим світлом. [21]

Природа цих смуг була виявлена лише в 1941 році Р. Фано, який стверджував, що справа в збудженні поверхневих хвиль. В 1957 році ці хвилі отримують назву поверхневих плазмонів. [21]

Аномалії Вуда виникають завдяки збудженню поверхневих плазмонів. Хвильовий вектор утворених поверхневих плазмонів можна пов'язати з хвильовим вектором падаючої хвилі. Нехай вектор кристалічної ґратки визначається виразом:

$$K = \frac{2\pi}{d}y,$$

де d – стала ґратки, y – одиничний вектор у площині ґратки, перпендикулярний до штрихів.

Тоді хвильовий вектор плазмона можна визначити за формулою:

$$k_{sp} = k_i + mK,$$

де k_i – компонента падаючого хвильового вектора, що паралельна до площини ґратки.

Тож, коли існує компонента падаючого світла, перпендикулярна до штрихів дифракційної ґратки, аномалії Вуда можуть проявлятися. Хоч в перших дослідях Вуда аномалії не виникали при освітленні s-поляризованим світлом, але їх можна отримати, якщо трохи змінити геометрію досліду. [21]

3. ПЛАЗМОННІ ЯВИЩА

3.1 Плазмони та їх види

Плазмони грають важливу роль у нашому щоденному житті. Від найпростіших властивостей металів до приладів оптоелектроніки - плазмони є будівельними блоками як для фундаментальних досліджень, так і для технічних удосконалень. [23]

В останні роки поверхневі плазмони викликають все більший науковий інтерес завдяки широкому спектру можливих застосувань, серед яких плазмонний каталіз, плазмонна фотохімія, поверхнево-підсилена спектроскопія, фототермальна терапія та використання у біосенсорах, нелінійній оптиці, фотовольтаїці. [24]

Плазмон - це квант колективного коливання електронів у речовині. Одною із найважливіших характеристик металів є відбивання електромагнітних хвиль і плазмони дозволяють зрозуміти чому ця характеристика притаманна саме їм. [23]

Всі частоти, нижчі за плазмову частоту відбиваються від поверхні металів, адже во екрануються коливаннями електронів у приповерхневому шарі. Для більшості металів плазмова частота потрапляє у спектр ультрафіолету, що дає їм змогу відбивати весь видимий спектр випромінювання. Метали, що мають специфічний колір, як от золото чи мідь, мають плазмову частоту у видимому спектрі. В цьому випадку відбивається лише певна частина випромінювання, що і утворює специфічний колір металів. [23]

Коливання плазмонів сильно залежать від фізичних характеристик матеріалу та зокрема від відношення площі частинки до його об'єму. Саме тому плазмонні ефекти яскраво видно під час роботи з наночастинками та двовимірними матеріалами.

Під час потрапляння у осцилююче електричне поле, плазмони можуть увійти в резонанс, утворюючи цілий ряд нових можливостей для оптоелектроніки. [25] Зокрема можлива навіть розробка плоского резонатора. На сьогоднішні день найбільшою проблемою нанорозмірних плазмонних пристроїв є величезні втрати енергії, що ведуть до їх низької ефективності. Теоретично добротність таких резонаторів сягає десятків та сотень тисяч, проте донедавна експериментальна добротність резонаторів на основі площин із наночастинок становила не більше тисячі. В цій роботі буде представлений огляд найновішого дослідження, яке представляє плазмонний резонатор у формі метаплощини із добротністю більше 1000.

3.1.1 Основні поняття

Плазмон - це поверхнева електромагнітна хвиля, що поширюється вздовж межі розділу діелектрик-метал. Рухомими частинками в цій поверхневій хвилі є поверхневі заряди, що прагнуть повернути стан поверхні до електронейтрального. [25]

Об'ємні плазмони це повздовжні коливання. а й спектр плазмон а залежить від його частоти і визначається із дисперсійного рівняння. [26, 27]

$$\varepsilon(k, \omega) = 0,$$

де ε - діелектрична проникність системи.

Для випадку коли потенціал ґратки однорідний і на його фоні коливаються електрони плазмон має фіксовану частоту - плазмову частоту. [25, 28, 29]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}}$$

де n – концентрація електронів, m – маса електронів, e – заряд електронів, ϵ_0 – діелектрична проникність тіла на плазмовій частоті.

В сильному магнітному полі електрони починають рухатися в площині перпендикулярній до напруженості магнітного поля і вони рухаються по колу із циклічною частотою ω_c . [30]

Тож плазмон у магнітному полі із звичайної поздовжні хвилі перетворюються у більш складну хвилю, що складається як з поздовжніх, так і поперечних коливань. Плазмони в магнітному полі називаємо магнітоплазмонами. [30]

$$\omega_{mp} = \sqrt{\omega_p^2(q) + \omega_c^2}$$

де ω_p – плазмова частота за відсутності магнітного поля.

Поверхневі плазмони результатом коливання густини заряду біля його поверхні у неоднорідних середовищах. Частота такого плазмону може бути визначена за формулою: [29, 30]

$$\omega_s = \sqrt{\frac{4\pi ne^2}{(\epsilon_0 + 1)m}}$$

де n – концентрація електронів, m – маса електронів, e – заряд електронів, ϵ_0 – діелектрична проникність тіла на плазмовій частоті.

Плазмони у двовимірних системах сильно відрізняються від плазмонів у об'ємних системах, навіть зважаючи на те, що плазмони – поверхневі явища. Зокрема у двовимірних плазмонів частота напряму залежить від модуля хвильового вектора і випадку, коли модуль хвильового вектора прямує до 0, до 0 прямує і плазмонна частота коливань. [31]

$$\omega_p^{2D}(q) = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2 q}{m\epsilon_{eff}}},$$

де n_s – поверхнева концентрація електронів, ϵ_{eff} – ефективна діелектрична проникність двовимірного середовища

2D плазмони так само змінюють свою частоту у магнітному полі, як і об'ємні плазмони. В результаті утворюються 2D магнітоплазмони. Аналогом поверхневих плазмонів у двовимірному випадку є крайові плазмони. Вони відповідають коливанням електронів вздовж країв зразка. [31]

3.1.2 Експериментальні дослідження плазмонних резонансів

Основою оптоелектроніки на основі плазмонних ефектів є метаплощини, що складаються з металічних наноструктур. Вони дозволяють створити гнучкі електронні компоненти, оптичні властивості яких залежать від їх геометричних характеристик. [32]

Їх функціонування базується на принципі плазмонних резонансів. Першим видом такого резонансу є локалізований плазмонний резонанс (ЛПР). Він утворюється під час коливань вільних електронів в наночастинках металів. Частота ЛПР залежить від багатьох чинників, зокрема від розміру, форми та хімічного складу частинки. Найчастіше для металів ЛПР має

частоту у видимому або близькому ІЧ спектрі. ЛПР може бути використаний у багатьох сферах електроніки, зокрема під час утворення нанолазера, наноципців, надточних плазмонних наносенсорів, активних оптичних елементів і тд. Основною проблемою такого виду резонансу є його велика півширина на піввисоті. Відтак для золота вона може становити 80-100 нм. [33]

ЛПР можна зафіксувати навіть якщо помістити одиничну наночастинку в змінне електричне поле. Частинка поляризується і її поляризованість може бути визначена за формулою: [33]

$$\alpha = 4\pi a^3 \frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)+2},$$

де $\varepsilon(\omega)$ – діелектрична проникність, a – радіус круглої наночастинки.

ЛПР спостерігається у тому разі. Коли поляризованість частинки сильно зростає, тобто знаменник виразу прямує до 0. Проте добротність такого резонансу становить всього 10-20. [33]

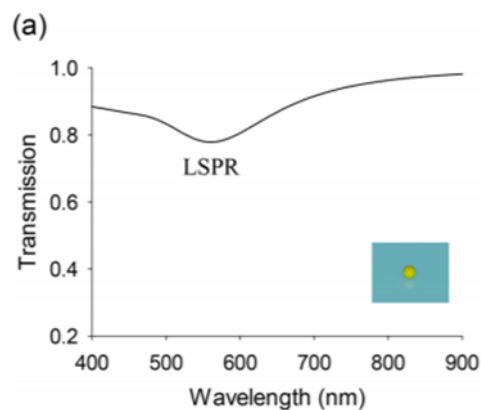


Рис. 3 Загальний вигляд ЛПР для одної наночастинки золота [33]

Саме добротність резонансу визначає можливості його використання. Не залежно від того, які зміни у формі чи розмірі наночастинок проводились,

збільшити їх добротність і вивести її з порядку десятків виявилось неможливо. [33]

Цікавим виявилось те, що коли кілька наночастинок опинялись поруч, то вони впливали один на одного. Вплив сусідніх наночастинок у близькому полі сприявувостворенню асиметричних більш вузьких мод (ширина на піввисоті близько 50 нм). В той самий час у дальньому полі відбувалась ще цікавіша взаємодія. Для частинок, що утворювали періодичну структуру із відстанню між наночастинками, близькою до довжини хвилі падаючого світла, розсіяне світло опинялось у фазі із падаючим. Відтак відбите світло від одної частинки потрапляло на іншу, від якої разом із падаючим світлом відбивалось знову і продовжувало свій шлях, збільшуючи таким чином ефект резонансу. [33] Такий вид резонансу називаємо поверхневим плазмонним резонансом ґратки (ППРГ).

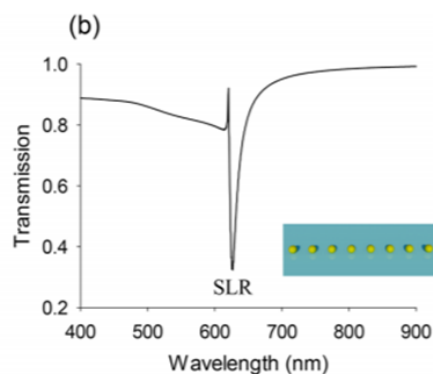


Рис. 4 Загальний вигляд ППРГ для одного ряду із 1000 наночастинок золота [33]

Перші приклади ППРГ у металошина наночастинок були зафіксовані ще у 2008 році і для масиву періодом 320 нм та розміром частинок 100 нм була зафіксована добротність 40.

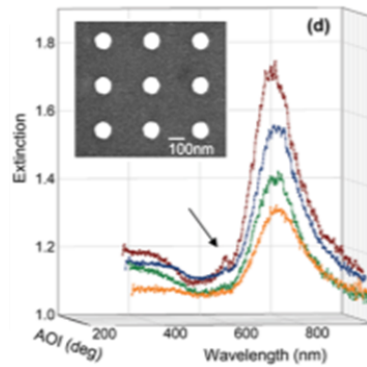


Рис. 5 Перший зафіксований ППРГ з добротністю 40 (позначений стрілкою) [33]

Уже в 2019 році були створені метаплощини, добротність яких сягала 2300 [32]. Добротність резонатора Q розраховується за наступною формулою:

$$Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda},$$

де $\Delta\lambda$ – ширина на піввисоті, λ – довжина хвилі із мінімумом пропускання.

Зазвичай криві пропускання чи поглинання плазмонних резонансів апроксимуються за допомогою кривої Лоренца. Дійсний плазмонний резонанс є асиметричним, тому має відхилення від вигляду цієї кривої, проте якщо пучок, що падає на зразок має гаусів розподіл інтенсивності, то крива Лоренца є доволі точною апроксимацією для розрахунку добротності.

В роботі [32] досліджувався вплив форми наночастинок та розмірів метаплощини на добротність утвореного ППРГ. Розглядалось 3 види метаплощин, у яких різнилась відстань між наночастинками. Зокрема розглядалися зразки, у яких відстань між частинками вздовж осі X і Y була однаковою (1062 нм), ті, у яких відстань вздовж осі X дорівнювала 500 нм та ті, у яких відстань відстань вздовж осі Y дорівнювала 500 нм. Також розглядалися 3 розміри метаплощини 400x400 мкм, 500x500 мкм та 600x600

мкм. Відстань між наночастинками вздовж осі Y становила 1062 нм, а по осі X – 500 нм, що відповідало параметрам

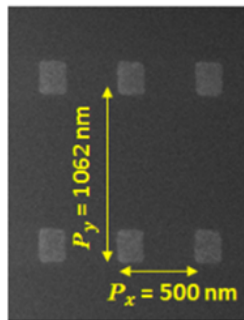


Рис. 6 Приклад розташування наночастинок у метаплощині

Кожен зразок опромінювався за допомогою джерела з широким спектром випромінювання та високою інтенсивністю (джерела-суперконтинууму). Проводився аналіз спектру пропускання в результаті якого залежно від режиму зйомки отримувалось зображення повного спектру для визначення взаємного розташування ЛПР та ППРГ чи зображення ППРГ у високій якості. Ці два режими зйомки були викликані специфікою системи для зйомки спектру пропускання.

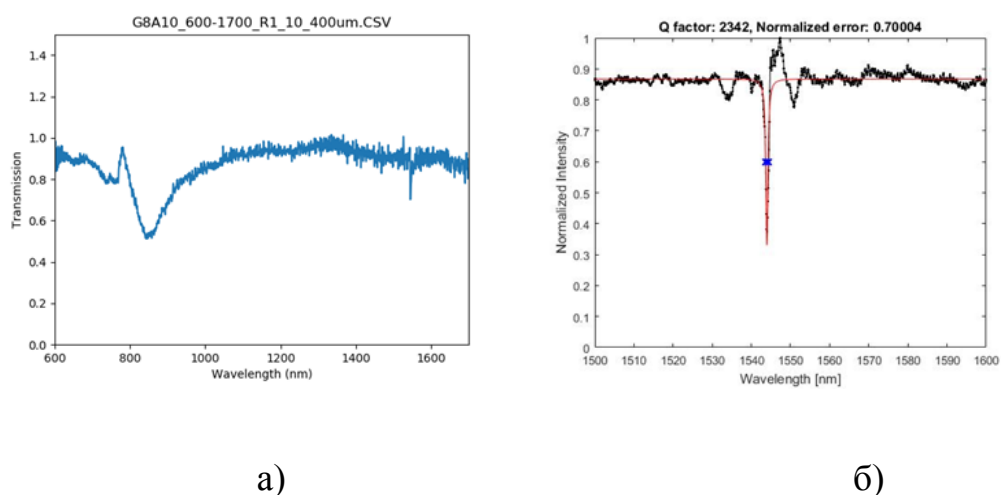


Рис. 7 Приклад спектру пропускання для зйомки в режимі а) широкого спектру, б) зйомки ППРГ

Найкращий результат показав зразок із найбільшим розміром метаплощини (600x600 мкм) та найщільнішою упаковкою наночастинок в метаплощині вздовж осі X (500 нм). Добротність у цій системі становила близько 2300.

Частинки у метаплощині є прямокутними і їх довша сторона спрямована вздовж осі Y. Для аналогічної відстані між частинками і аналогічного розміру метаплощини, проте для перпендикулярної орієнтації наночастинок добротність системи знижується до 80.

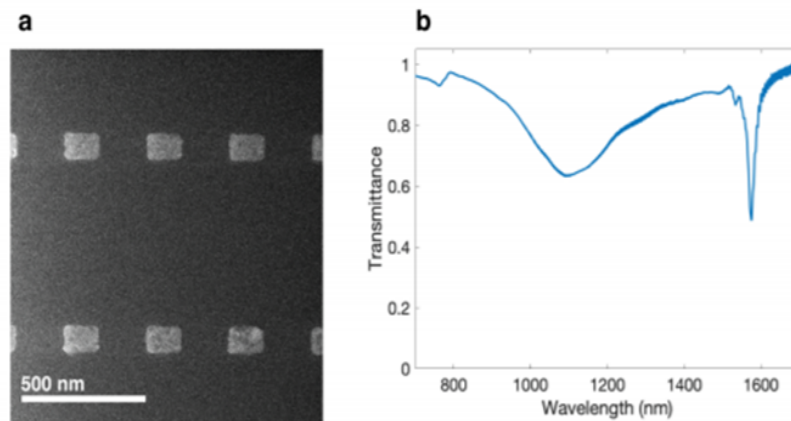


Рис.8 а) загальний вигляд наночастинок в метаплощині з орієнтацією вздовж осі X, б) спектр пропускання для зразка, зображеного на рис. 6 а з добротністю ППРГ 80

Особливу роль у отриманні високої добротності у вищеписаних метаплощинах грає когерентність випромінювання. Аналогічні виміри проводились для термічного джерела світла.

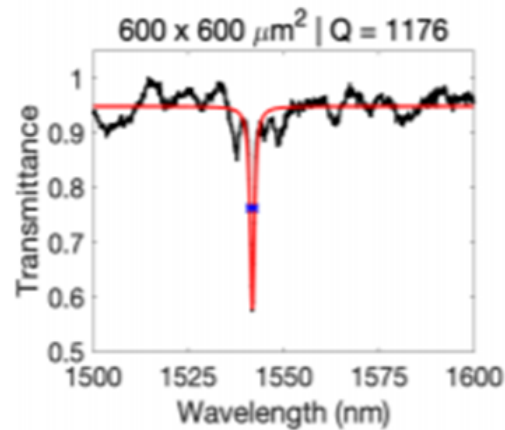


Рис. 9 Спектр пропускання для найбільш вдалої метаплощини під час зйомки з некогерентним джерелом

В той час як загальні тенденції зберігались однаковими для отриманої добротності (тото збільшення добротності зі збільшенням розміру метаплощини та зі збільшенням упаковки наночастинок у напрямку осі X), то самі значення добротності суттєво зменшувались. Зокрема для зразка, що показав найвищу добротність під час дослідження (2300), добротність під час зйомки некогерентним джерелом сягнула всього близько 1100.

3.2 Плазмонні матеріали

Традиційно плазмонні матеріали підбираються відповідно до їх здатності підтримувати поверхневі плазмони-поляритони на межі метал/діелектрик, або відповідно до добротності можливих локалізованих плазмонних резонансів в наноструктурах. Ці властивості пов'язані з високим значенням модуля від'ємної реальної частини діелектричної проникності металу, проте це не єдиний традиційний критерій. Для багатьох металів зі збільшенням довжини хвилі збільшується і уявна частина діелектричної проникності, що відповідає збільшенню оптичних втрат у матеріалі. [24]

Традиційно вважається, що перспективними для плазмоніки є ті матеріали, відношення модулів реальної та уявної частини діелектричної проникності у яких є великим (золото, срібло, частково мідь), адже саме такі характеристики найкраще підходять для розробки сенсорів чи у спектроскопії. Проте із розширенням горизонтів плазмоніки стало зрозуміло, що це не завжди найбільш вдалий вибір. Наприклад, крім добротності плазмонних резонансів, для застосувань у медицині важливою можливістю настроювання частоти плазмонного резонансу, а для термовольтаїки перетворення випромінювання на теплову енергію є позитивною рисою.

Тож на сьогодні ідеальний плазмонний матеріал – це той, який найкраще виконує свою функцію у кожному конкретному випадку. Спектр використання плазмонних пристроїв є настільки широким, що ні один матеріал не може покрити його повністю. Саме тому дослідження альтернативних плазмонних матеріалів набирають все більшого значення для розвитку технологій та фундаментального матеріалознавства. [24]

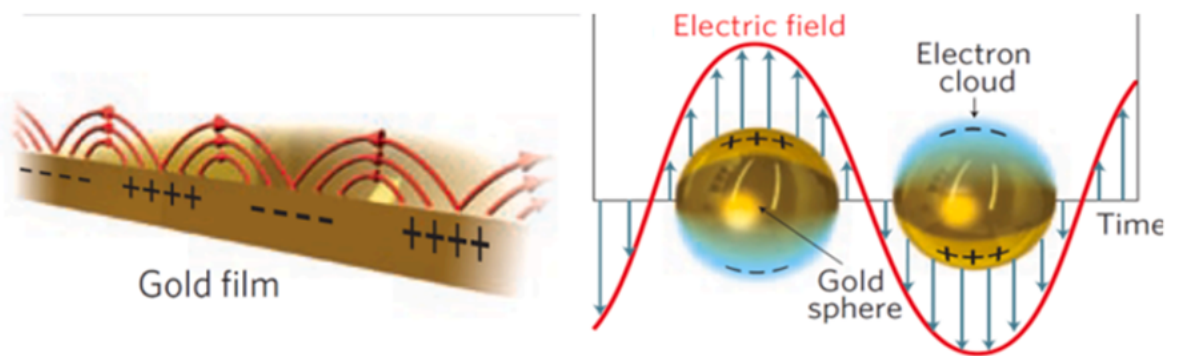
3.2.1 Плазмони та плазмонні резонанси

Поверхневий плазмон є результатом взаємодії поверхневих зарядів (електронів) та електромагнітного випромінювання. Поверхневий плазмон може приймати різні форми. Поверхневий плазмон-поляритон – це хвиля в електронній густині, що поширюється вздовж пласкої поверхні розділу метал/діелектрик на відстань, що може сягати кілька сотень мікронів. Локалізований поверхневий плазмон – це колективні коливання електронної маси на поверхні наночастинок. Вони створюють сильне локальне електромагнітне поле і під час освітлення світлом з резонансною частотою утворюється чіткий пік в спектрі поглинання. [34]

Поширення поверхневого плазмона-поляритона може бути описане дисперсивним рівнянням: [34]

$$k_{spp} = k_0 \sqrt{\epsilon_d \epsilon_m (\epsilon_d + \epsilon_m)},$$

де ϵ_d – діелектрична проникність діелектрика, ϵ_m – діелектрична проникність металу, k_0 – хвильовий вектор у вакуумі, – хвильовий вектор плазмона-поляритона.



а)

б)

Рис. 10 а) поверхневий плазмон-поляритон б) локалізований поверхневий плазмон [34]

Існує кілька способів традиційної оцінки ефективності плазмонного матеріалу, що можуть використовуватись залежно від виду поверхневих плазмонів, що очікуються, та від особливостей застосування.

Матеріали для створення плазмонних наноструктур можуть бути порівняні за допомогою добротності очікуваного локалізованого плазмонного резонансу: [24]

$$Q = \frac{\omega \left(\frac{d\epsilon_1}{d\omega} \right)}{2\epsilon_2},$$

де ω – частота падаючого випромінювання, ϵ_1 – дійсна частина діелектричної проникності матеріалу, ϵ_2 – уявна частина діелектричної проникності матеріалу.

Що більша добротність резонансу, то більш вузьким і глибоким він є. Це особливо важливо для традиційних застосувань плазмоніки (сенсорів та поверхневої спектроскопії).

Для інших застосувань використовуються відношення типу “figure of merit”. Для них у чисельнику розміщена кількісна характеристика, що є сприятливою для явища, а у знаменнику – несприятлива характеристика. Для традиційних застосувань це співвідношення має вигляд:

$$F_{LSP} = -\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2},$$

де ϵ_1 – дійсна частина діелектричної проникності матеріалу, ϵ_2 – уявна частина діелектричної проникності матеріалу.

Оскільки діелектрична проникність є функцією частоти, то на різних ділянках спектру найбільш ефективними є різні матеріали (рис. 11)

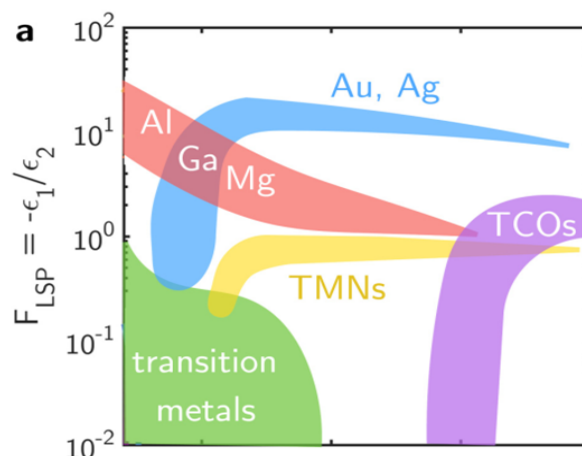


Рис. 11 “Figure of merit” для різних плазмонних матеріалів [24]

Проте це не єдине співвідношення, що може використовуватись. Наприклад, на сьогодні перспективною галуззю є фазозмінна плазмоніка. Вона досліджує ожливість модуляції оптичного випромінювання під час фазових переходів у плазмонних матеріалах. Зокрема одним із важливих матеріалів для такого застосування є Галій, що має низьку температуру плавлення. Для фазозмінних плазмонних матеріалів також існує співвідношення типу “figure of merit”:

$$F_{\text{phase-change}} = \left| \frac{\Delta n}{\Delta k} \right|,$$

де Δn – зміна показника заломлення під час фазового переходу, Δk – зміна оптичних втрат під час фазових переходів.

Плазмоніка на сьогодні має багато сфер перспективного використання, для кожної з яких необхідно підібрати матеріали, що є найбільш ефективними та простими у виготовленні.

Класичні метали (золото та срібло) часто використовуються для роботи з близьким ІЧ діапазоном, проте вони є невідходящими для роботи в ультрафіолетовому, середньому ІЧ та терагерцовому діапазонах, що обмежує їх застосування, зокрема в медицині. Крім того вони страждають від ряду нестабільностей. Їх робота суттєво погіршується під час підвищення робочої температури та срібло є хімічно не стабільним та швидко окислюється, що заважає плазмонним ефектам. [24]

Серед металів перспективною альтернативою до благородних металів можуть бути sp-метали (алюміній, магній). Вони дозволяють роботу в ультрафіолетовому діапазоні для поверхнево-підсиленої спектроскопії чи фотохімічних застосувань. Їх головним недоліком є висока схильність до окислення, що, так само як і для срібла, є руйнівною для плазмонних ефектів. [24]

Окремо варто виділити застосування галію. Як і інші sp-матеріали, що вже були згадані, плазмонний резонанс галію може бути настроєний у діапазоні від ультрафіолету до близького ІЧ. Крім того, він є біосумісним та завдяки своїй низькій температурі плавлення може використовуватись у фазозмінній плазмоніці. [24]

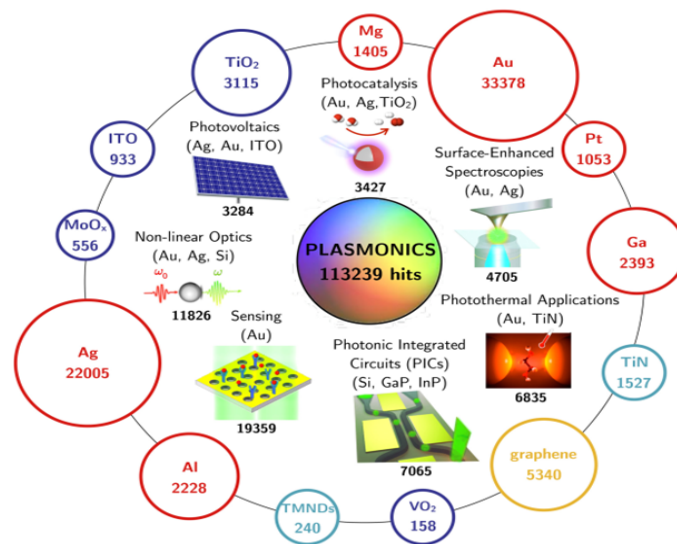


Рис. 12 Сфери використання плазмонних матеріалів [24]

Перехідні метали мають високі оптичні втрати і не є традиційно кандидатами для плазмоніки, проте саме завдяки цьому вони є найбільш підходящими для використання в фотокаталізі та фототермальному перетворенні енергії. В той самий час, у карбідів, боридів, оксидів перехідних металів та халькогенідів густина носіїв може бути керованою, а отже керованими можуть бути і характеристики плазмонного резонансу. Крім того нітриди перехідних металів вирізняються також своїми високими температурами плавлення та хімічною стабільністю. [24]

У нано-пристроях окрему нішу займає графен та його похідні. Завдяки своїй 2D структурі він дозволяє утворювати унікальні конструкції. Хоч він і може працювати в широкому спектрі, проте добротність його резонансів є

низькою. Тож зазвичай графен вимагає поєднання з благородними металами для покращення роботи. [34]

3.2.3 Традиційні плазмонні матеріали

Найчастіше плазмонні явища виникають на межі металу та діелектрика, проте добротність резонансів та їх спектральні характеристики часто визначаються лише властивостями металу. [35]

Плазмонні явища тісно пов'язані з комплексною діелектричною проникністю металу $\epsilon(\omega)$. Дійсна частина діелектричної проникності ϵ' описує наскільки сильно поляризується матеріал під дією зовнішнього електричного поля, а уявна частина ϵ'' описує втрати в цьому матеріалі. [36]

Більшість втрат енергії в електронах провідності в металах викликані електрон-електронними, електрон-фононними взаємодіями та розсіюванням на дефектах та границях ґратки. [36]

Для плазмонних застосувань традиційно використовуються матеріали з від'ємною реальною частиною діелектричної проникності. З умови для розрахунку плазмової частоти для таких матеріалів, отримуємо, що вона повинна бути вищою за частоту, на якій матеріал повинен використовуватись. Зважаючи на те, що плазмова частота та електрична провідність металів зазвичай висока, саме вони стали основними плазмонними матеріалами. [36]

З усіх металів виділяються два: срібло та золото. Срібло має найбільший час релаксації для електронів провідності, а отже воно добре зберігає їх коливання. Срібло підходить найкраще для оптичних частот. Час релаксації для золота трохи менший, ніж для срібла, проте все одно високий. Золото має

велику перевагу перед іншими металами – воно надзвичайно хімічно стабільне, тож воно зазвичай є широкоживаним матеріалом для близького ІЧ діапазону. [36]

Не зважаючи на всі переваги традиційних металів, сучасні плазмонні застосування вимагають зменшення втрат, особливо в видимому діапазоні, тому пошук більш ефективних плазмонних матеріалів продовжується.

3.2.3 Титановмісні матеріали

Основною перевагою титановмісних матеріалів є їх хімічна та термічна стабільність. [37] В цьому огляді буде розглянуто 2 типи титановмісних сполук, що можуть використовуватись як плазмонні матеріали: TiN та TiON.

Нітриди перехідних металів, і нітриди титану зокрема, мають багато переваг, серед яких висока температура плавлення (до 2000 С для деяких сполук), металічні властивості та особливості діелектричної проникності, що дозволяють їм проявляти плазмонні ефекти у видимому спектрі. [37]

Найчастіше TiN використовується у форму наночастинок для плазмонних застосувань. Літографічно виготовлені наночастинок TiN дозволяють отримати вищу ефективність нагрівання у вікні біологічної прозорості, ніж аналогічні наночастинок золота, що також розглядаються для медичних застосувань. Порівняння характеристик наночастинок золота та TiN зображені на рис. 13. [37]

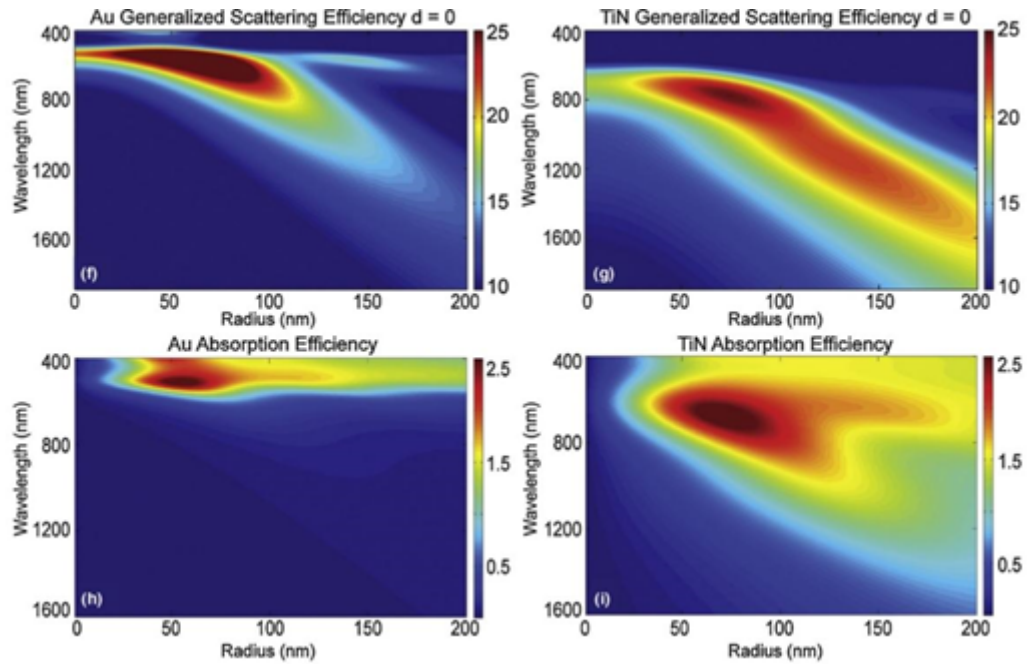


Рис. 13 Порівняння характеристик TiN та Au [37]

Крім літографічного методу для виготовлення TiN наночастинок використовуються підходи «bottom-up». Зокрема, найчастіше використовуються нітритизація Ti, амоноліз TiO₂, пароосадження та термальна обробка з використанням бензину. Нітритизація TiO₂ є найбільш зручною, адже цей матеріал уже є широко вивченим та методи роботи з ним є розробленими на промисловому рівні. Серед широко вивченим методом виготовлення наночастинок TiN є лазерне осадження з рідкої фази. [37]

Характеризація оптичних властивостей наночастинок TiN складається із кількох етапів, серед яких трансмісійна електронна мікроскопія (TEM), спектроскопія енергетичних втрат електронів (EELS) та рентгеноскопія (XRS). [37]

Серед можливих застосувань наночастинок TiN - випалювання пухлин. Наночастинок вводяться в живий організм локально, після чого вони опромінюються світлом, що має частоту необхідну для збудження локалізованого плазмонного резонансу. Важливо відмітити, що ця частота має належати до вікна біопрозорості, що лежить у близькому ІЧ діапазоні. При

збудженні локалізованого плазмонного резонансу наночастинки точково збільшують температуру тіла піддослідного, в результаті чого пухлина відмирає. На рис. 14 зображений принцип дії цієї технології на прикладі введення золотих наночастинок. [37]

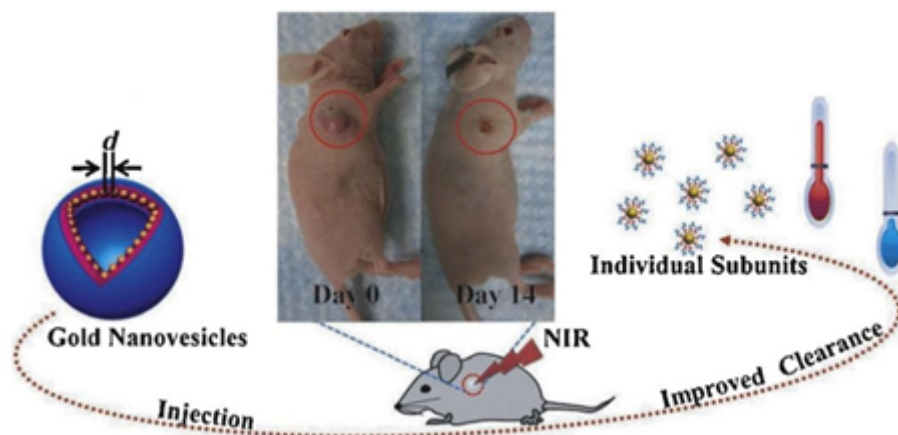


Рис. 14 Принцип роботи наночастинок у боротьбі з пухлинами [37]

Ще одною з перспективних сфер застосування наночастинок TiN є термовольтаїка. Поглинання фотовольтаїчним елементом світла з енергією більшою за енергію забороненої зони напівпровідникового елемента викликає його помітне нагрівання. Це надлишкове тепло шкодить ефективності та довговічності сонячного елемента, проте воно може бути використане для генерування іншого типу енергії. Нагріте тіло випромінює в інфрачервоному спектрі в вузькому діапазоні. Тож, замість того, щоб покладатись лише на ефективність поглинання широкого спектру сонячного випромінювання, в систему може бути доданий ще один елемент. Він може бути підлаштований під специфічну частоту, що випромінює нагрітий сонячний елемент і таким чином перетворити втрати на корисну енергію. Оптимізувати ефективність поглинання для вузького спектру простіше, ніж для широкого. TiN є чудовим кандидатом для комірки сонячного елемента завдяки високій температурі плавлення (2900 C). Крім того, спектр

поглинання для TiN після відпалу за 800 C є помітно кращим за відповідний спектр для золота (рис. 6).

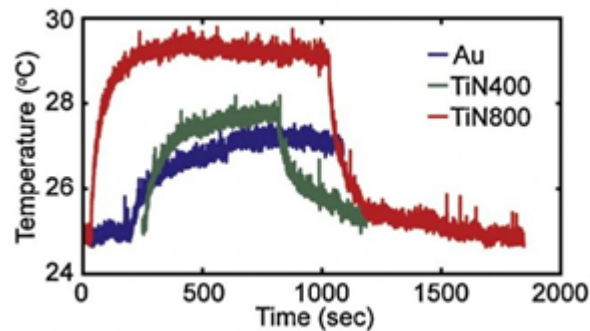


Рис. 15 Спектр поглинання TiN за різних умов відпалу та Au

TiON - це клас матеріалів, що має як діелектричні, так і металічні властивості та складається з основної фази TiO_2/TiO_x , в яку включені наночастинки TiN. Зазвичай TiON має вигляд тонкої плівки і виготовляється за допомогою магнетронного осадження . [38]

Крім уже описаних переваг у хімічній та термічній стійкості, TiON має перевагу як матеріал для плазмоніки: крива його залежності уявної частини діелектричної проникності має два перетини з кривою діелектричної проникності повітря та деяких інших поширених діелектриків, що дозволяє без складного дизайну пристрою отримати подвійний резонанс на двох різних частотах в одному місці та одночасно. Така можливість отримання подвійного резонансу дозволяє отримати одночасно два резонансні піки з вищою добротністю, ніж одитнарний (рис. 16).

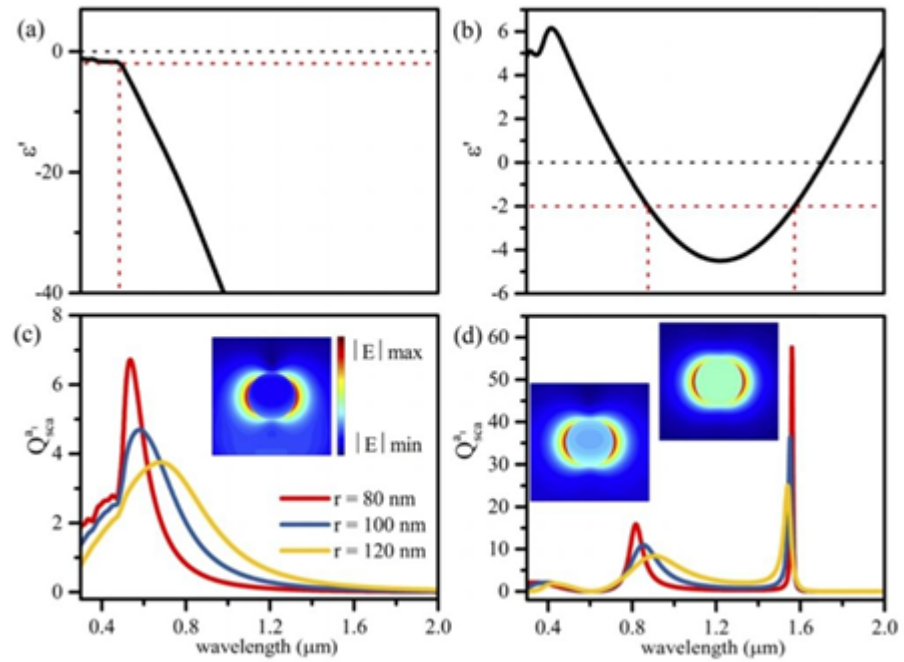


Рис. 16 Спектр поглинання для наночастинок золота (ліворуч) та TiN (праворуч) [38]

Для характеристики таких плівок використовується цілий ряд методів. Зокрема рентгенівська спектроскопія (XRS), пошаровий хімічний аналіз виконаний завдяки вторинній йонній маспектрометрії, підсилена поверхнею раманівська спектроскопія (TERS) та сканувальна зондова мікроскопія. [38]

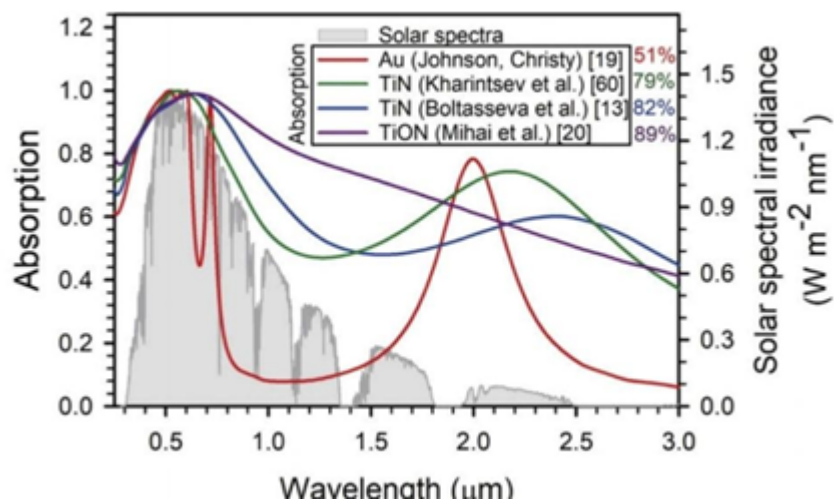


Рис. 17 Спектр поглинання TiON, TiN та Au [38]

Одним із можливих застосувань для TiON так само як і для TiN є термовольтаїка, завдяки фоомі спектру поглинання сонячного світла, що дозволяє отримати 89% ефективність поглинання (рис. 17). [38]

3.2.4 Графен для плазмоніки

Графен - це двовимірний матеріал, що складається з атомів карбону, організованих у формі медових сот. Він має унікальні механічні, електричні, магнітні та термальні властивості, що можуть бути підстроєні для кожного конкретного застосування завдяки введенню домішок, зміні кількості шарів чи комбінації графену з тонкоплівковими матеріалами (рис. 18). [39]

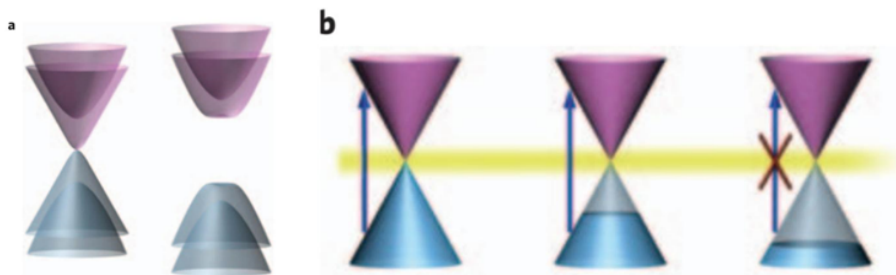


Рис. 18 Зонна структура графену забежно від а) кількості шарів (одношаровий ліворуч, двошаровий праворуч) б) кількості домішок (збільшення домішок зліва на право) [39]

Графен має лінійний закон дисперсії, внаслідок чого його оптична поглинальна здатність залежить лише від константи тонкої структури α і становить близько 2,3%. [39]

Двошаровий графен типу А-В дозволяє отримати щільно кпаковану структуру. Двошаровий графен уже має заборонену зону і поводитья як напівпровідник. [39]

Тришаровий графен може мати два варіанти структури. Структура типу А-В-А за своїми властивостями схожа на комбінацію одношарового та

двошарового графена. Структура типу А-В-С нагадує за властивостями двошаровий графен. [39]

Поверхневі плазмони у графені можна спостерігати експериментально завдяки спектроскопії непружних зіткнень електронів та скануючій тунельній мікроскопії (рис. 19). [34]

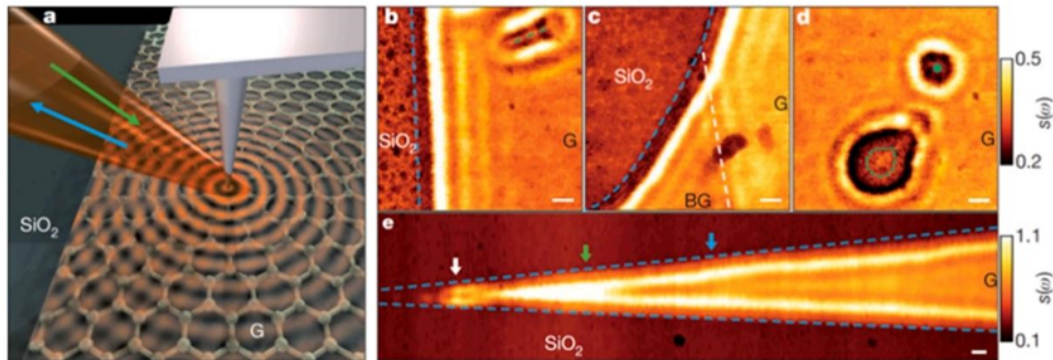


Рис. 19 Схема експериментального дослідження поверхневих плазмонів у графені [34]

За наявності дефектів накладання шарів у двошаровому графені з'являються дефекти поширення поверхневих плазмонів. За їх напрямком можна чітко визначити що стало їх причиною - зсув шарів чи їх розтяг (рис. 11) [34].

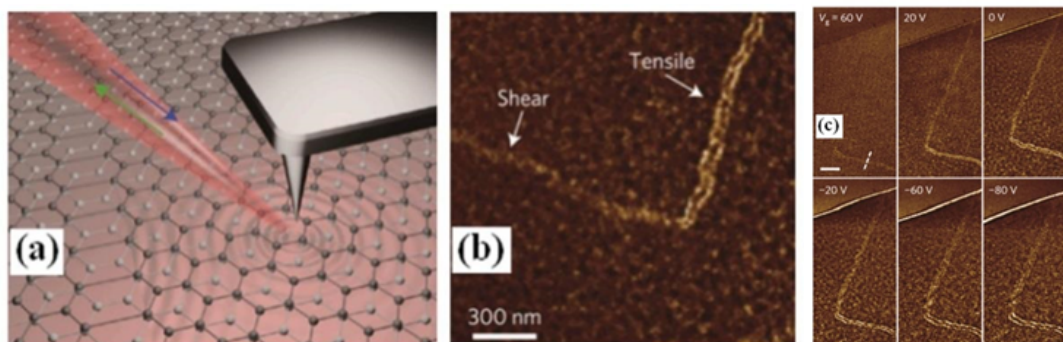


Рис. 20 Дефекти дворшарофії структури та їх вплив на поширення поверхневих плазмонів [34]

Графен має широкий спектр поглинання, проте ефективність цього поглинання низька, тож графен у плазмоніці використовується в поєднанні з іншими матеріалами. Зокрема його поєднують з метаматеріалами на металічній основі (часто на основі золота або срібла). В такому разі металічні частинки покращують взаємодію світла з графеном. На рис. 21 зображений оптичний сенсор на основі графену та наноструктури золота. [34]

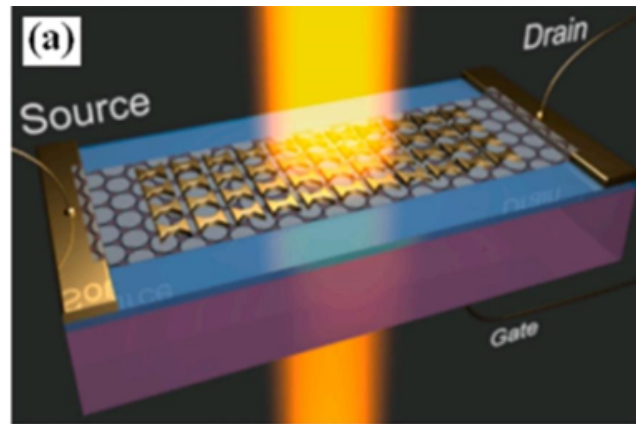


Рис. 21 Фотодатчик на основі графену та металошару золота [34]

Також графен використовується у мікро-нано структурах, таких як схеми із нанострічок (рис. 22). Нанострічка не може наближено вважатись нескінченною площиною, тож і плазмонні явища в ній мають дещо інший характер завдяки крайовим ефектам. [34]

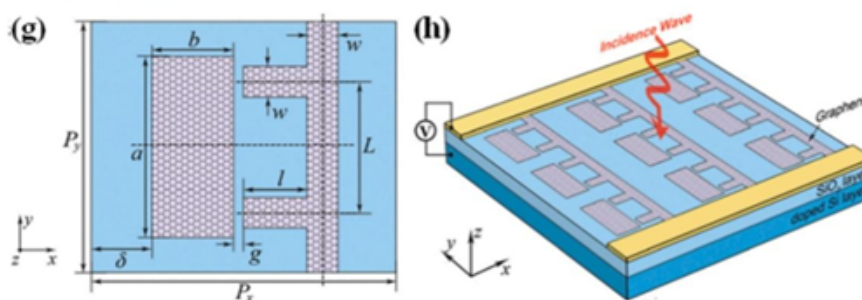


Рис. 22 Структура з графенових нанострічок [34]

Зокрема якщо дві нанострічки графену перебувають на відстані меншій за 500 нм, то між ними встановлюється зв'язок. Завдяки ньому опромінювання

одної нанострічки дозволяє активувати поверхневі плазмони в іншій. Такі парні нанострічки можна з'єднати іншими структурами графену і створити мікросхему. [34]

Для нанострічок також спостерігається ефект плазмонної прозорості. В конструкції на рис. 22 під час освітлення променем в терегерцовому (або близькогму ІЧ залежно від геометрії конструкції) діапазоні в паралельних нанострічках поширюється поверхневий плазмон. Деструктивна інтерференція цих двох хвиль дозволяє досягти ефекту прозорості. [34]

3.2.5 Нікель для плазмоніки

Нікель традиційно не розглядається як плазмонний матеріал завдяки своїм великим оптичним втратам в видимому та інфрачервоному діапазонах. Проте саме ця риса, як уже розглядалось в попередніх розділах, є цікавою під час дизайну матеріалів для термо і фотовольтаїки. [40]

Зокрема надзвичайно цікавим є поєднання нікелю та карбону, що дозволяє сформувати спектр поглинання близький до спектру сонячного випромінювання. (рис. 23) [40]

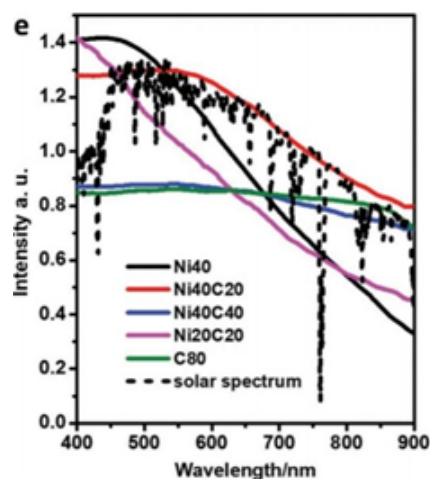


Рис. 23 Спектр поглинання для наночастинок нікелю [40]

Наночастинки Ni@C@SiO₂ є шаруватими і виготовляються покровою. У наслідок хімічної реакції Ni(NO₃)₂ з NaBH₄ були утворені наночастинки Ni. Наступним кроком наночастинки були покриті формальдегідом та SiO₂. Після відпалу наночастинок в атмосфері N₂ формальдегід перетворюється у шар Карбону. Якість утворених наночастинок була досліджена за допомогою трансмісійної електронної мікроскопії (ТЕМ). [40]

Поверхня, вкрита наночастинками Ni@C@SiO₂ під час сонячного опромінення нагрівається до 70 С, що дозволяє отримати вищу ефективність перетворення світлової енергії в теплову. [40]

4. МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕННЯ

4.1 Інтерферометрія білого світла

Інтерферометрія білого світла – застосовується для досліджень уже більш ніж сто років, проте осучаснення цього методу завдяки поєднанню перевірених технік і сучасного програмного забезпечення дозволяє підвищити ефективність досліджень та розширити межі їх застосування.

Сьогодні традиційним є використання лазера як джерела світла в системі. Він забезпечує велику довжину когерентності, а отже відпадає потреба виконувати один із підготовчих кроків – узгоджувати оптичні шляхи в різних плечах інтерферометра. [41]

Узгодження оптичних шляхів – це процес мінімізації різниці ходу в опорному та вимірювальному плечі інтерферометра. Хоч це і необхідний крок для роботи з джерелом білого світла, проте він може бути доволі складним з технічної точки зору. Ці труднощі можуть як заважати вимірюванням, так і покращувати їх. [41]

Таким чином, сьогодні інтерферометрія білого світла перетворилась з універсального методу дослідження, на нішевий, але не менш важливий. Основна сфера використання інтерферометрії білого світла – вивчення топології поверхні зразків, що вимагають безконтактних методів, до яких належать дифракційні ґратки та інші оптичні поверхні. [42]

Інтерферометрія білого світла передбачає пошук положення максимального контрасту інтерференційної картини. Для цього поверхня

сканується по нормалі і результати контрастності на різній висоті порівнюються. [42]

Положення максимального контрасту – це положення, в якому різниця ходу в різних плечах інтерферометра дорівнює нулю, а отже видність інтерференційної картини максимальна. При найменших відхиленнях від цього положення, контраст інтерференційної картини різко погіршується. Сигнали при цьому реєструються матрицею швидкісної телевізійної камери. [40, 41, 45]

Широкий спектр випромінювання джерела в цьому випадку підвищує точність реєстрації положення максимуму контрасту інтерференційної картини. Адже що ширший спектр, то менша довжина когерентності: [42]

$$L_c = \frac{\lambda}{\Delta\lambda},$$

де L_c - довжина когерентності, λ - середня довжина хвилі, $\Delta\lambda$ - ширина смуги випромінювання джерела.

Чим менша L_c , тим менша протяжність інтерференційного сигналу і тим крутіша є його огинаюча. Це дозволяє з більшою точністю зареєструвати положення максимуму. Топограма поверхні отримується як поєднання максимумів інтерференційної картини для кожної точки. Точки визначаються відповідно до роздільної здатності інтерферометра, що можуть сягати одиниць мікронів, тож вивчення великої ділянки – це процес тривалий. До того ж порівняння інтерференційної картини в кожній точці також є громіздким завданням – за одне вимірювання зафіксованою може бути лише одна висота в профілі зразка. Саме тому для обробки інформації використовуються спеціальні комп'ютерні алгоритми [44].

Існує багато схем інтерферометрів та алгоритмів для аналізу результатів, проте для дослідження наданих зразків був обраний інтерферометр за схемою

Мікро з використанням інтерференційного мікрооб'єктива. Ця схема забезпечує роздільну здатність у площині до десятих мікрометра, а у висоті - до 1 \AA , що дозволяє вимірювати нерівності поверхні з точністю, порівнюваною з атомним силовим мікроскопом. Інтерферометрія білого світла є при цьому більш дешевим та більш економним в експлуатації методом дослідження. [43, 45]

Якщо роздільна здатність вимірювального приладу висока, то малим стає його поле зору. Саме тому для вимірювання великих зон можна "склеїти" кілька вимірів, що частково перекриваються. В результаті створюється один об'єднаний поверхневий профіль. [43, 45]

В даному дослідженні використовується інтерферометр, джерелом світла в якому служить білий світлодіод. [42] Випромінювання від світлодіода потрапляє на освітлювальний прилад за схемою Келера, де виділення необхідної спектральної смуги відбувається завдяки серії оптичних інтерференційних фільтрів. Після виходу з освітлювального приладу пучок відбивається від поверхні поворотної призми, а згодом на розділювач і врешті-решт в інтерференційний мікрооб'єктив Мікро. [42, 45]

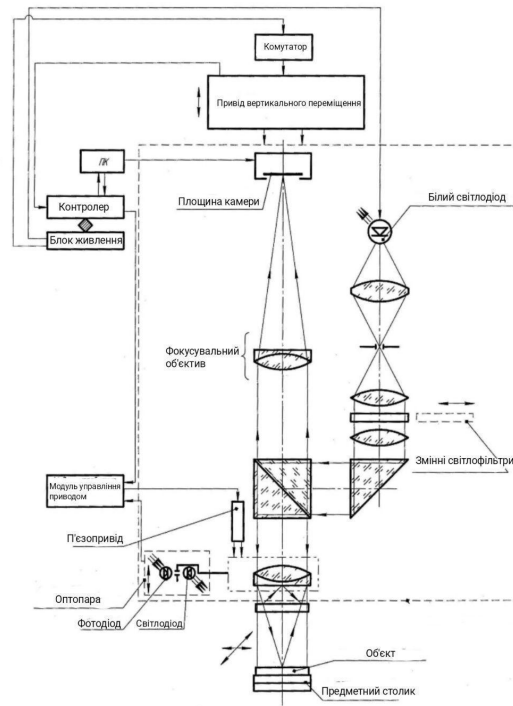


Рис. 24 Схема будови інтерферометра білого світла

Частина пучка після відбивання від поверхні плоскопаралельної пластинки об'єктива відбивається від опорного дзеркала інтерферометра. Після повторного проходження через розділювач та повернення в об'єктив вона стає опорним пучком. Інша частина після розділювача потрапляє на досліджувану поверхню і після відбивання від неї повертається в об'єктив, де обидві частини інтерферують, якщо різниця ходу не перевищує довжину когерентності. [43, 45]

Досліджувана поверхня має бути розміщена в фокальній площині мікрооб'єктива і під час юстування камери інтерферометр встановлюють так, щоб розподіл контрасту був максимальним в положенні найкращого фокусування на досліджувану поверхню. [43, 45]

Суть роботи даного інтерферометра полягає в створенні постійно змінної різниці ходу в предметному плечі інтерферометра під час переміщення інтерференційного об'єктива відносно об'єкта і вимірювання

положення максимуму контрасту інтерференційного сигналу для кожної точки досліджуваної поверхні. [43, 45]

Для точного сканування об'єкта по висоті використовується п'єзопривід, на якому закріплений об'єктив. Така конструкція дозволяє плавно і з точністю до одиниць нанометрів вимірювати відстань до об'єкта в заданому діапазоні. [43, 45]

Інтерференційну картину можна спостерігати тоді, коли оптична різниця ходу в двох плечах інтерферометра співмірна з довжиною когерентності. Максимум контрасту інтерференційного сигналу низькокогерентного джерела випромінювання реєструється тоді, коли різниця ходу в обох плечах інтерферометра дорівнює нулю. [43, 45]

Інтерферометр обладнаний чотирма інтерференційними фільтрами, що забезпечують різну довжину когерентності випромінювання. Найбільш вузькосмуговий фільтр забезпечує найбільшу довжину когерентності і використовується для локалізації інтерференційних смуг, а інші фільтри вибираються залежно від нерівностей поверхні і використовуються під час вимірювання. [43, 45]

Після сканування об'єкта в відповідному діапазоні переміщень, можна зареєструвати положення максимуму контрасту для кожної точки поверхні. Якщо розрахувати відносне переміщення між певними точками поверхні і знати збільшення оптичної системи, то можна побудувати топограму поверхні. [43, 45]

Роздільна здатність вимірювання не залежить від збільшення об'єктива і визначається динамічним діапазоном фотоприймального пристрою - матриці телевізійної камери, що використовується алгоритмами зйомки та обробки інформації. [43, 45]

4.2 Методика експериментальних дослідження

4.2.1 Конфігурації для вимірювання аномалій Вуда

Для вимірів аномалій Вуда існує кілька варіантів освітлення кристалічної ґратки.

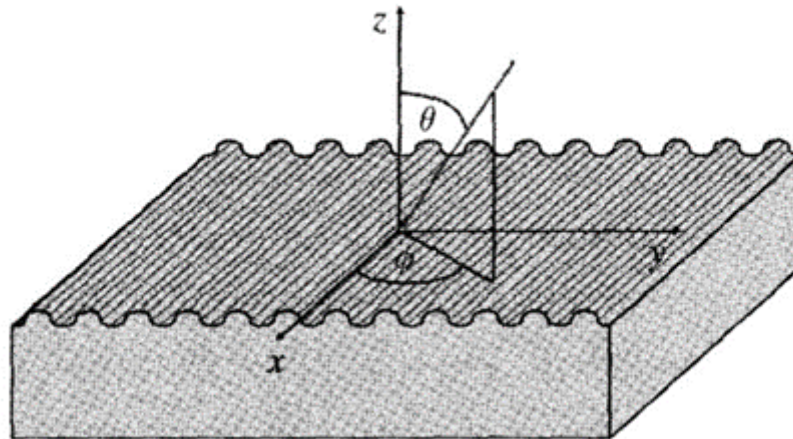


Рис. 35 Схема падіння променя світла на кристалічну ґратку [21]

Існує 3 основні ситуації, що є цікавими для дослідження. Вони визначаються значеннями азимутального кута ϕ .

Перша ситуація: $\phi = 90^\circ$. В дослідах Вуда вимірювання проводилось саме в такій конфігурації. Вуд в своїх дослідах не змінював довжину падаючої хвилі, проте за наявності монохроматичного джерела світла варіюється полярний кут (кут падіння). В такому випадку аномалії Вуда спостерігаються під час освітлення р-поляризованим світлом, а дифракція описується рівнянням: [21]

$$\sin\theta = -\left(\frac{m\lambda}{n_d d}\right) \pm \sqrt{\frac{\epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}},$$

де ϵ_d - діелектрична проникність середовища, n_d - показник заломлення середовища, ϵ'_m - реальна частина діелектричної проникності металу.

Приклад залежності інтенсивності дифракційного максимуму 0-го порядку для цієї конфігурації зображений на рис. 26.

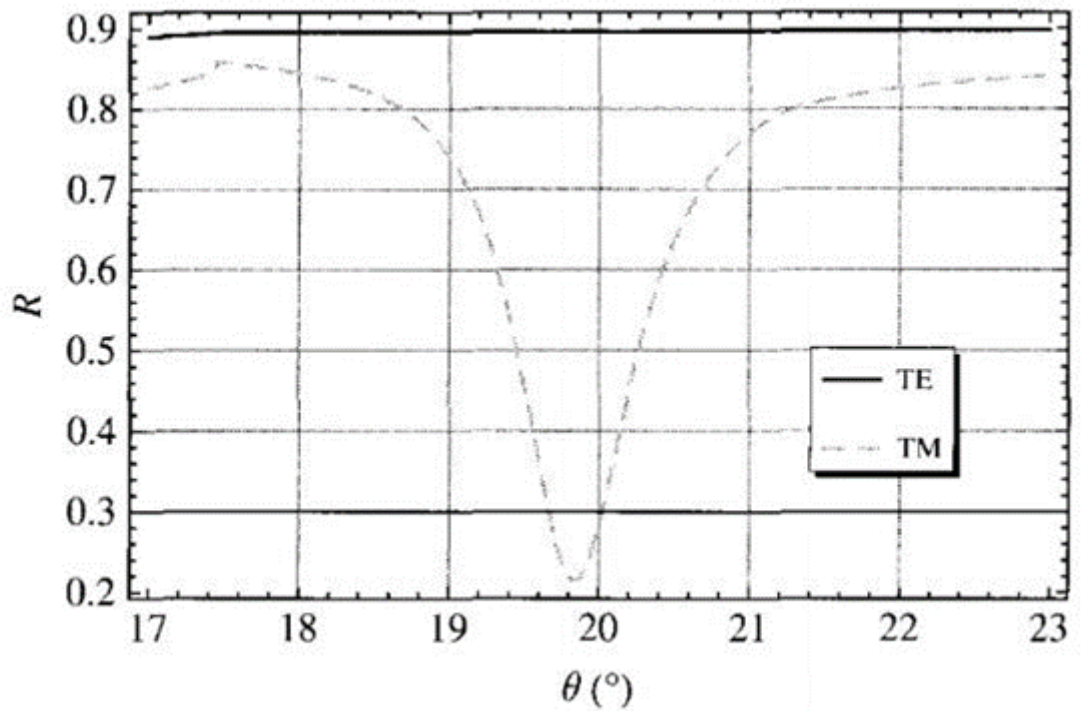


Рис. 26 Симуляція аномалії Вуда в дифракційному максимумі 0-го порядку для конфігурації $\varphi = 90^\circ$ [21]

Друга ситуація: $\varphi = 0^\circ$. В такому випадку аномалії Вуда спостерігаються під час освітлення s-поляризованим світлом, а дифракція описується рівнянням: [21]

$$\sin\Theta = \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m} - \left(\frac{m\lambda}{n_d d}\right)^2},$$

де ε_d - діелектрична проникність середовища, n_d - показник заломлення середовища, ε'_m - реальна частина діелектричної проникності металу.

Приклад залежності інтенсивності дифракційного максимуму 0-го порядку для цієї конфігурації зображений на рис. 27.

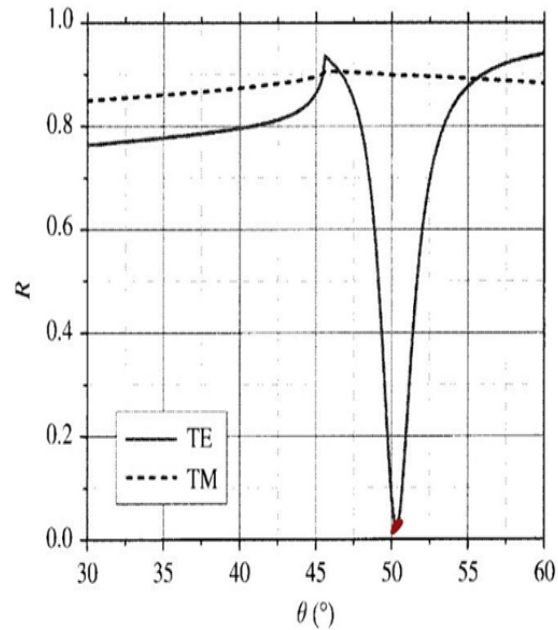


Рис. 27 Симуляція аномалії Вуда в дифракційному максимумі 0-го порядку для конфігурації $\varphi = 0^\circ$ [21]

Третя ситуація: $\varphi = 45^\circ$. В такому випадку аномалії Вуда спостерігаються під час освітлення і s-поляризованим, і р-поляризованим світлом а дифракція описується рівнянням: [21]

$$\sin\Theta = -\left(\frac{m\lambda}{\sqrt{2}n_d d}\right) \pm \sqrt{\frac{\epsilon'_m}{\epsilon'_d + \epsilon'_m} - \frac{1}{2}\left(\frac{m\lambda}{n_d d}\right)^2},$$

де ϵ_d - діелектрична проникність середовища, n_d - показник заломлення середовища, ϵ'_m - реальна частина діелектричної проникності металу.

Приклади залежностей інтенсивності дифракційного максимуму 0-го порядку для цієї конфігурації і освітлення двома видами поляризацій зображені на рис. 28.

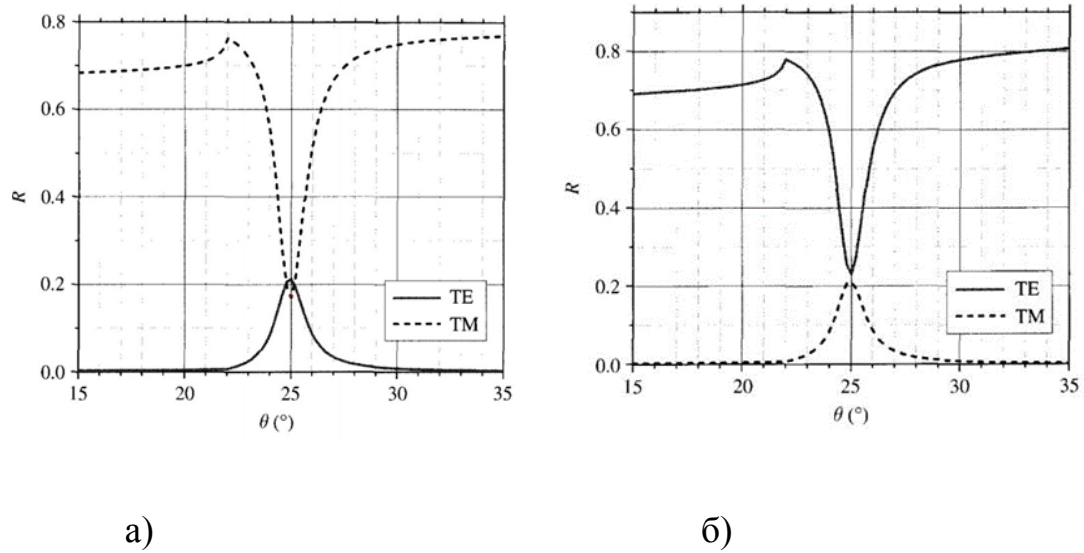


Рис. 28 Симуляція аномалії Вуда в дифракційному максимумі 0-го порядку для конфігурації $\varphi = 45^\circ$: а) р-поляризація, б) s-поляризація [21]

На вигляд залежностей інтенсивності 0-го дифракційного максимуму від кута впливає також форма профілю штрихів дифракційної ґратки (рис. 29).

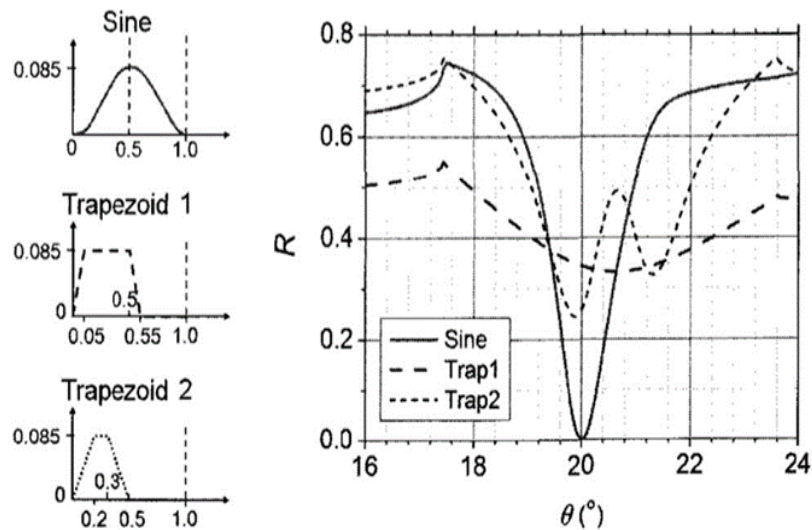


Рис. 29 Плив профілю штрихів дифракційної ґратки на залежність інтенсивності 0-го дифракційного максимуму від кута падаючого променя [21]

[21]

Тож для побудови експериментальної установки були обрані саме ці три конфігурації. Досліджувані зразки мають складний профіль, форму якого було досліджено і описано за допомогою інтерферометрії білого світла.

4.2.2 Розробка експериментальної установки

Для дослідження дифракційних аномалій у відбитому промені була розроблена установка. Джерелом світла в ній виступав твердотільний лазер з довжиною хвилі $\lambda \approx 632,8$ нм. Для вимірювання освітленості використовувався цифровий люксметр Lux BENETECH GM1030C. Зміну кута падіння з точністю до $0,1^\circ$ забезпечувала оберտальна платформа гоніометра ГМ-5. Загальна схема установки зображена на рис. 30.

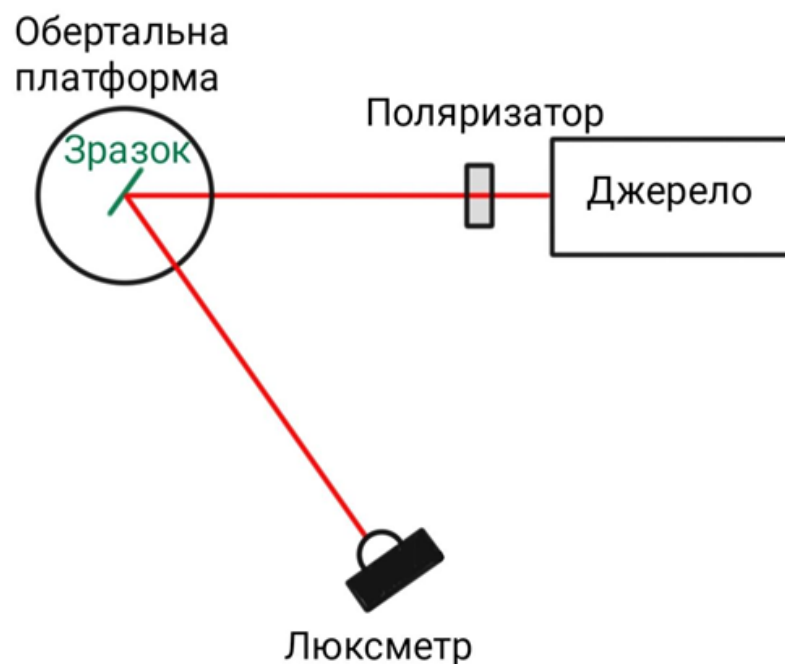
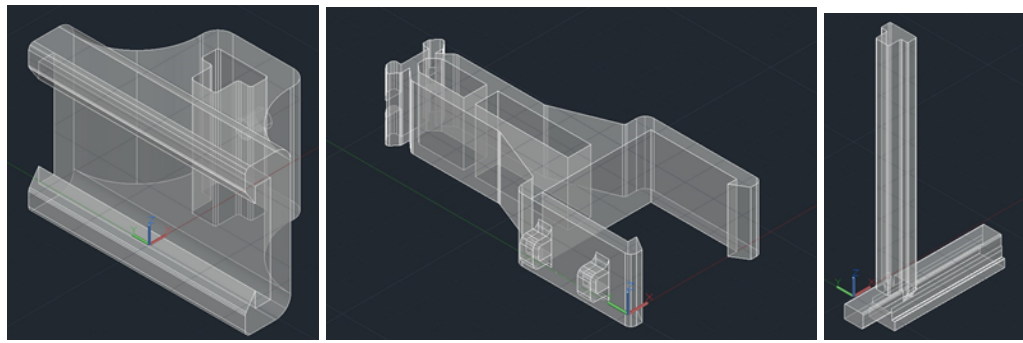


Рис. 30 Загальна схема експериментальної установки

Оскільки всі зразки представлені на одному листі, то необхідно було створити кріплення для нього, яке б дозволяло помістити в центр оберտальної платформи кожен із обраних 12 зразків. Зміна між досліджуваними зразками повинна була відбуватись швидко, без зміни відстані до джерела світла та без

зміни між площиною зразка та падаючим променем. Для цього було розроблено систему кріплень в програмному комплексі AutoCAD (рис. 31).



а)

б)

в)

Рис. 31 Креслення а) кріплення для листа зі зразками, б) кріплення для лазера, в) штатив для лазера

Отримані креслення повинні бути виконані на 3D принтері в лабораторії Лапра.

5. РЕЗУЛЬТАТИ ПРОВЕДЕНОГО ДОСЛІДЖЕННЯ

5.1 Результати рентгеноструктурного та хімічного аналізу

Плазмонні ефекти проявляються лише для матеріалів, у яких реальна частина діелектричної проникності - від'ємна, а уявна - додатня. Саме тому виникла необхідність визначити хімічний склад зразків. Для чого був проведений рентгеноструктурний аналіз (рис. 32). Аналіз проводився за допомогою дифрактометра Rigaku Ultima IV в геометрії (θ - 2θ) з падаючим променем Cu-K α .

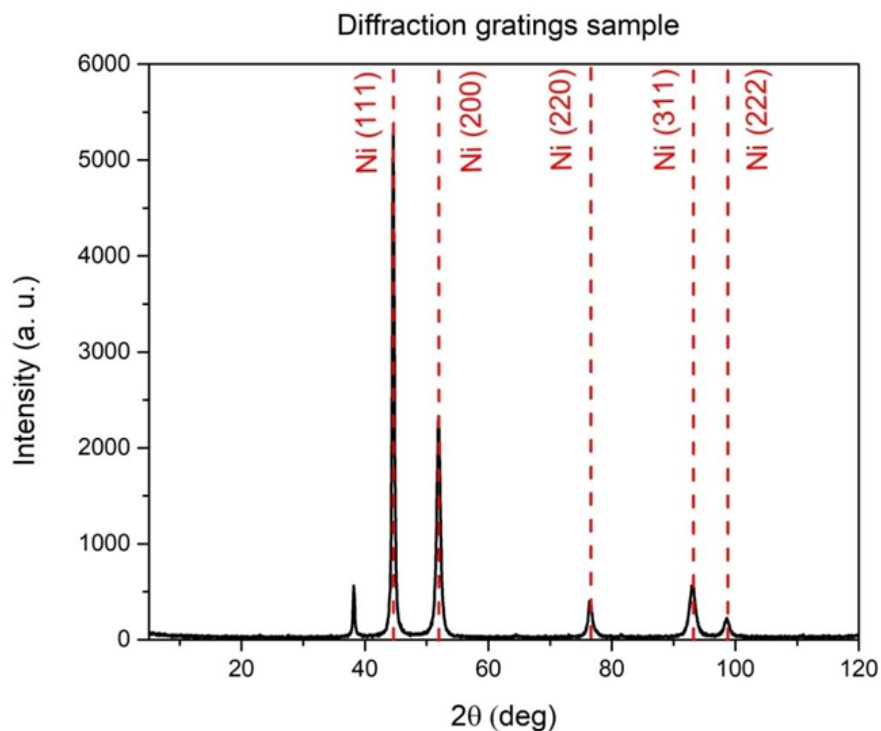


Рис. 32 Результати рентгеноструктурного аналізу досліджуваних зразків

За допомогою рентгеноструктурного аналізу було визначено, що штрихи дифракційної ґратки були виготовлені з Нікелю. Оскільки експериментальні

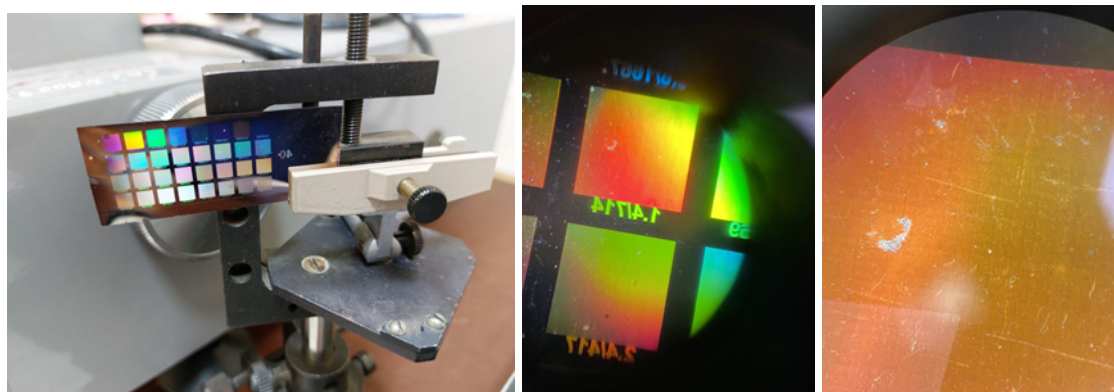
дослідження були сплановані для освітлення зразків когерентним випромінюванням $\lambda = 632,8$ нм, то розрахунки діелектричної проникності були виконані близько до цієї довжини хвилі:

$$\varepsilon = n^2 = (1,99 + 3,72i)^2 = -10 + 14,58i$$

Зважаючи на від'ємну реальну частину діелектричної проникності, дослідження дифракційних аномалій, виявлених під час попереднього дослідження зразків, могло відбуватись під призмою плазмонних ефектів.

5.2 Результати інтерферометрії

Дослідження форми профілю дифракційної ґратки було виконано у два етапи. Першим була мікроскопія білого світла, що забезпечила збільшення 20 - 45 разів (рис. 33). Завдяки цьому дослідженню були проведені перші оцінки параметрів отриманих дифракційних ґраток.



а)

б)

в)

Рис. 33 а) Загальний вигляд групи зразків, б) Вигляд групи зразків у збільшенні 20 , в) вигляд поверхні зразка у збільшенні 40

Другим етапом стало дослідження форми за допомогою інтерферометра білого світла. Це безконтактний метод контролю поверхні, що забезпечує вивчення топографії з високою точністю. В цьому дослідженні використовувався інтерферометр за схемою Mirro з білим світлодіодом, як джерелом світла в системі. Така схема забезпечує роздільну здатність в по вертикалі до 1 ангстрема і по горизонталі - до десятих мікрона.

Для подальшого дослідження кожен зразок отримав свою індивідуальну назву згідно зі схемою на рис 34.

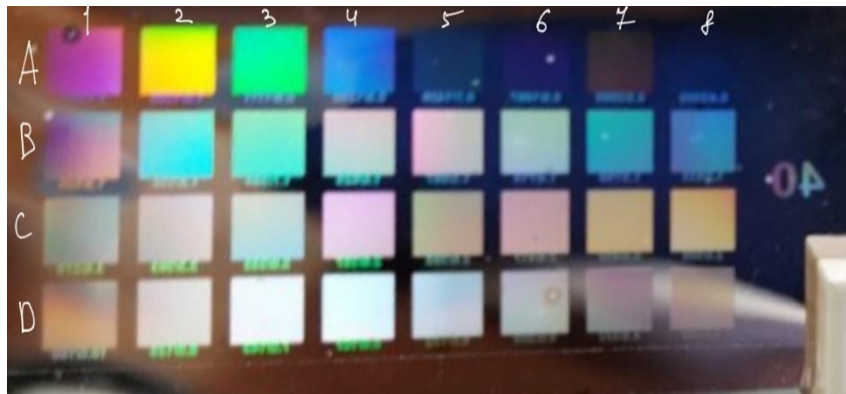
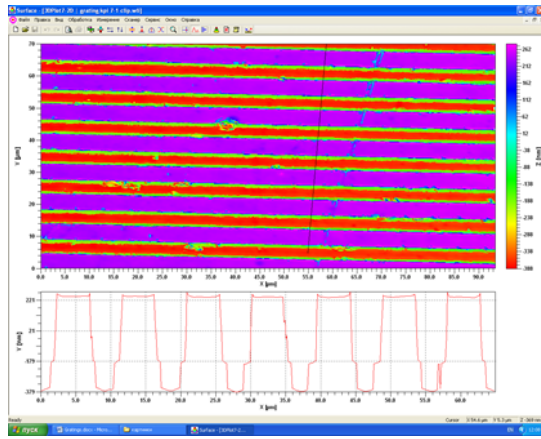


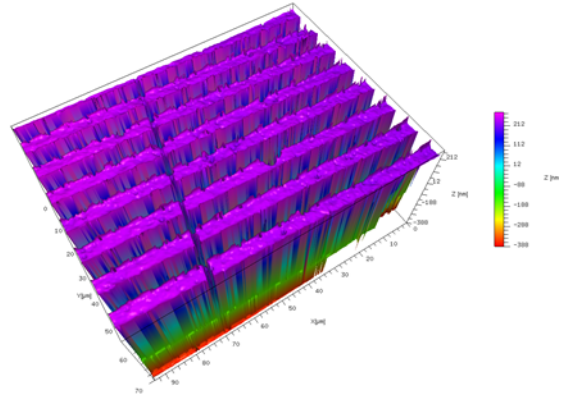
Рис. 34 Схема розташування зразків

Для дослідження були відібрані 13 з 24 зразків (C1-C6, D1-D7), які під час попереднього освітлення джерелом випромінювання $\lambda = 632,8$ нм продемонстрували дифракційні аномалії.

Для цих зразків були отримані профілі та загальні зображення 3D форми. Під час дослідження було виявлено, що серед зразків наявні як одновимірні (4 зразки: D1-D4), так і двовимірні структури (9 зразків: C1-C6, D-5-D7) (рис. 35, рис. 36).

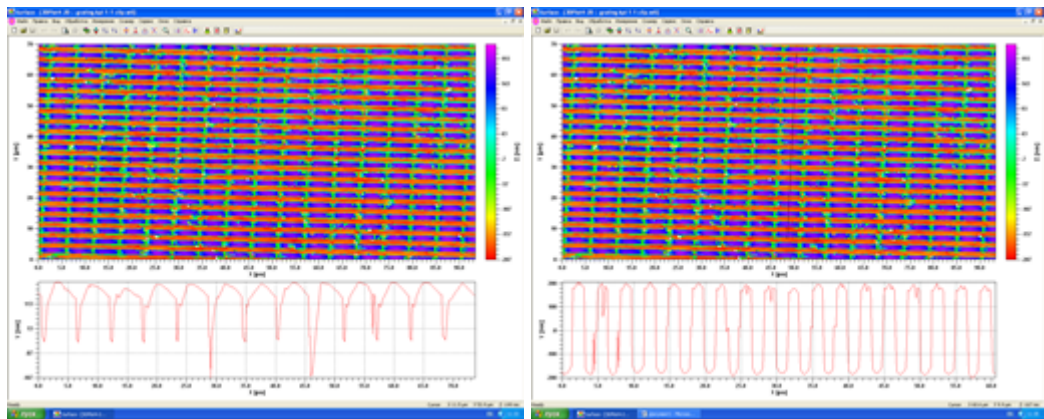


а)



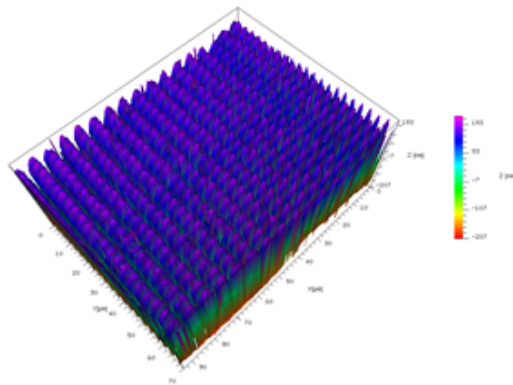
б)

Рис. 35 Зображення одновимірної структури: а) 2D зображення дифракційної ґратки та її поперечний переріз, б) 3D форма дифракційної ґратки



а)

б)



в)

Рис. 36 Зображення довимірної структури: а-б) 2D зображення дифракційної ґратки та її поперечні перерізи в обох напрямках, в) 3D форма дифракційної ґратки

Профіль зразків, як двовимірних, так і одновимірних, виявився доволі складним, тому під час подальших оцінок ми вважали його близьким до трапеції.

Для одновимірних структур стала ґратки наведена у таблиці 1, профіль штрихів має складну трапецевидну форму (рис. 36).

Таблиця 1

Назва	d, μm	Δd , μm
D1	8,70	0,12
D2	7,60	0,06
D3	6,9	0,2
D4	5,89	0,12

Для двовимірних структур було виявлено, що період ґратки вздовж напрямків ОХ та ОУ відрізняється для кожного зі зразків. Відтак, значення сталої ґратки вздовж бох осей надані в таблиці 2.

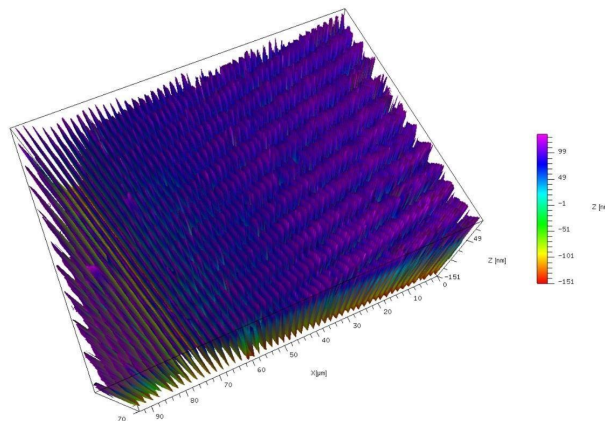
Таблиця 2

Назва	dx, μm	Δdx , μm	dy, μm	Δdy , μm
D5	5,93	0,09	4,80	0,13
D6	5,6	0,2	4,97	0,12
D7	5,68	0,12	1,8	0,7
C1	5,06	0,12	3,53	0,07
C2	5,8	0,2	3,13	0,13
C3	5,6	0,5	2,83	0,06
C4	5,60	0,13	2,7	0,6

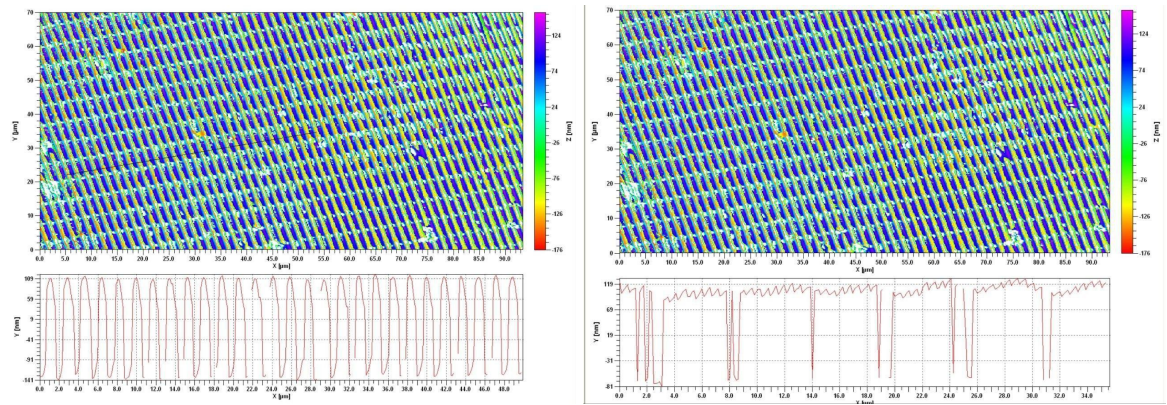
C5	5,2	0,3	2,4	0,1
C6	5,1	0,4	4,7	0,3

Кожен зі зразків має унікальну форму профілів вздовж обох напрямків. Вздовж осі OX штрихи мають складну трапецевидну форму, а вздовж осі OY форма штрихів нагадує трапецію у випадку більших періодів (рис. 35аб), проте має більш складний профіль у випадку менших періодів (рис. 36).

Дослідження зразка з періодом ґратки 1,5 мкм вздовж осі OY вимагало особливої уваги, адже розмір штриха та щілини такої ґратки разом займають менш ніж 1 піксель на матриці камери.



a)



б)

в)

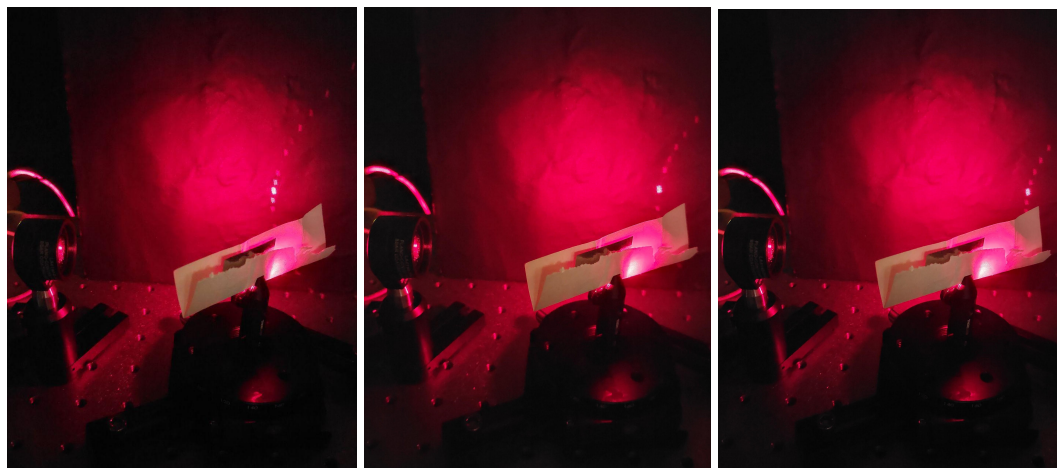
Рис. 37 Зображення довимірної структури, що була повернута на певний кут відносно нормалі: а) 3D форма дифракційної ґратки, б-в) 2D зображення дифракційної ґратки та її поперечні перерізи в обох напрямках

В такому випадку зразок було повернуто на невеликий кут навколо осі, перпендикулярної до поверхні зразка. При цьому межа щілина-штрих потрапляла на кілька пікселів та могла бути зафіксована (рис. 37 б). Артефакти такого методу можна спостерігати на вимірюваннях вздовж осі ОХ - це сходинки в трапецевидному профілі (рис. 37 в).

Глибина всіх досліджених структур коливається навколо помітки 600 нм. Така глибина вже є суттєвою для інтерферометричних досліджень, роздільна здатність яких на 3 порядки нижча за розміри наших зразків. За умови використання монохроматичного джерела, досліджувана глибина не може перевищувати $\lambda/4$. [Тож в нашому випадку під час такої інтерферометрії нам би довелося використовувати лазер з довжиною хвилі, не меншою за 2400 нм. Такі лазери не використовуються в інтерферометрії, а отже таке дослідження було б неможливо провести без джерела білого світла.

5.3 Результати підготовчих досліджень

Під час підготовчих досліджень зразки освітлювались випромінюванням з довжиною хвилі $\lambda = 632,8$ нм під кутами від -90° до $+90^\circ$. Під час спостереження за нульовим порядком дифракції було визначено, що зразки ряду D демонструють найбільш яскраве зниження інтенсивності, а зразки ряду С – помірно, проте помітне оку спостерігача, зниження інтенсивності. Зразки ряду В та А аномалій на даній довжині хвилі не продемонстрували. Аномалії дифракції були більш помітними для зразків з номерами 1-4 та менш помітними для зразків з номерами 5 – 8. Демонстрація аномалій зображена на рис.38



а)

б)

в)

Рис. 38 Демонстрація ефекту (кут падіння збільшується від а до в)

Скориставшись формулами, наданими в розділі 4.2.1 були розраховні кути, на яких очікується різке зниження інтенсивності першого максимуму дифракції (аномалії Вуда) (табл. 3)

Таблиця 3

Назва	C1	C2	C3	C4	C5	C6	
θ ($\varphi=90$)	59,49	56,99	54,86	53,77	50,81	64,87	
θ ($\varphi=45$)	66,08	63,88	62,03	61,09	58,54	70,92	
Назва	D1	D2	D3	D4	D5	D6	D7
θ ($\varphi=90$)	75,54	73,30	71,73	69,02	65,39	66,02	44,18
θ ($\varphi=45$)	81,74	79,17	77,52	74,83	71,41	71,99	52,91

Дифракційні аномалії проявляються проявляються на одному з напрямків ґратки, тому для двовірних структур аналогічні розрахунки були проведені і для напрямку ОХ, результати цих розрахунків занесені до таблиці 4.

Таблиця 4

Назва	D5	D6	D7	C1	C2	C3	C4	C5	C6
θ ($\varphi=90$)	69,13	68,01	68,39	66,36	68,73	68,23	68,15	66,98	66,66
θ ($\varphi=45$)	74,93	73,86	74,22	72,30	74,55	74,07	73,99	72,88	72,58

В обох випадках аномалії проявляються у випадку, коли кут падіння суттєво відхиляється від нормалі.

ВИСНОВКИ

На сьогодні періодичні структури займають важливу нішу в матеріалознавстві. Вони дозволяють створити матеріали, властивості яких легко підлаштувати під конкретне використання в різних сферах: від фізики до інженерії, хімії, біології, медицини, наук про їжу і довкілля. Плазмонні властивості таких структур створюють перспективу для їх широкого застосування. Завдяки надзвичайно вузьким плазмонним резонансам можна створити цілий ряд матеріалів, чутливих лише до вузької частини спектру випромінювання, а отже - створити точні фільтри, хвилеводи, сенсори чи навіть резонатори. При цьому визначальними є параметри матеріалів у поєднанні з геометрією створюваних структур.

Для дослідження одного з видів таких періодичних структур (дифракційних ґраток) була створена установка для характеристики їх відбивання. Для цього було розроблено спеціальний набір тримачів та інших кріплень. Установка дозволяє проводити дослідження інтенсивності дифракційних максимумів ґраток під час зміни кута падіння на поверхню з точністю до $0,1^\circ$. В майбутньому передбачена заміна джерела випромінювання на лазер із іншою довжиною хвилі.

Під час характеристики 13 з 24 наявних структур було визначено, що основний матеріал періодичної структури - Нікель, можливі вкраплення інших металів (срібла).

Завдяки проведеній інтерферометрії білого світла виявлено, що 4 з наявних структур одновимірні, інші - двовимірні. Стала ґратки для зразків варіюється від 1,7 мкм до 8,7 мкм вздовж осі ОУ та в межах 5-6 мкм вздовж осі ОХ. Профілі ґраток складні, трапецевидні.

В майбутньому дослідження може бути розширене завдяки проведенню більш точних вимірювань інтенсивності і кутових положень дифракційних максимумів відбавильної ґратки, використанню джерел випромінювання з різними довжинами хвиль, створення другої частини установки для дослідження спектрів пропускання, а також моделювання розсіювання випромінювання на дослідженій структурі.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Wood R. W. Diffraction Gratings with Controlled Groove form and Abnormal Distribution of intensity / R. W. Wood. // Philosophical Magazine. – 1912. – №134. – С. 310–317.
2. Wood R. W. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating / R. W. Wood. // Philosophical Magazine. – 1902. – №4. – С. 396–402.
3. Wood R. W. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum / R. W. Wood. // Proceedings of the Physical Society of London. – 1902. – №18. – С. 269.
4. Rayleigh L. On the dynamical theory of gratings / L. Rayleigh. // Proceedings of the Royal Society A. – 1907. – №532. – С. 399-416.
5. Rayleigh L. Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood / L. Rayleigh. // Philosophical Magazine.– 1907. – №14. – С. 60-65.
6. Palmer H. Parallel Diffraction Grating Anomalies* / H. Palmer. // Journal of the Optical society of America.– 1951. – №4. – С. 269-276.
7. Fano U. The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves) / U. Fano. // Journal of the Optical society of America.– 1941. – №31. – С. 213-222.
8. Ritchie R. H. The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves) / R. H. //Physical Review.– 1957. – №106. – С. 874.

9. Palmer H. Diffraction Grating Anomalies. II. Coarse Gratings* / H. Palmer. // Journal of the Optical society of America.– 1955. – №1. – C. 50-53.
10. Stewart J. E. Diffraction Anomalies in Grating Spectrophotometers / J. E. Stewart, W. S. Gallaway. // Applied Optics. – 1962. – №1962. – C. 421–230.
11. Ilchenko S. G. Using Metal-Multilayer-Dielectric Structure to Increase Sensitivity of Surface Plasmon Resonance Sensor / S. G. Ilchenko, R. A. Lymarenko, V. B. Taranenko. // Nanoscale Research Letters. – 2017. – №12. – C. 295.
12. Homola J. Surface plasmon resonance sensors: review Author links open overlay pane./J. Homola, S. S. Yee, G. Gauglitz // Sensors and Actuators B: Chemical. – 1999. – №1. – C. 3–15
13. Chen Y. Review of Surface Plasmon Resonance and Localized Surface Plasmon Resonance Sensor / Y. Chen, H. Ming. // Photonic Sensors. – 2012. – №2. – C. 37–49.
14. Surface plasmon resonance biosensor with laser heterodyne feedback for highly-sensitive and rapid detection of COVID-19 spike antigen / [Z. Dai, X. Xu, Y. Wang та ін.]. // Biosens Bioelectron. – 2022.
15. Homola J. Surface Plasmon Resonance Sensors for Detection of Chemical and Biological Species / Jiří Homola. // Chem. Rev.. – 2008. – №2. – C. 462–493.
16. Ilchenko S. Selective metal-dielectric multilayer structure for laser modulation / S. Ilchenko, R. Lymarenko, V. Taranenko. // International Center “Institute of Applied Optics” National Academy of Sciences of Ukraine.
17. Enhancement of ultraviolet lasing from Ag-coated highly disordered ZnO films by surface-plasmon resonance / [A. P. Abiyasa, S. F. Yua, S. P. Lau та ін.]. // Appl. Phys. Lett.. – 2007. – №90. – C. 231106.

18. Oulton R. Surface plasmon lasers: sources of nanoscopic light / Rupert Oulton. // *Materials Today*. – 2012. – №1. – C. 26–34.
19. Surface plasmon resonance technique for characterization of laser ablation process
20. Palmer C. *DIFFRACTION GRATING HANDBOOK* / Christopher Palmer. – (Newport Corporation).
21. Sadir D. *Modern Introduction to Surface Plasmonics* / D. Sadir, W. Challener., 2010.
22. Wood R. W. Anomalous Diffraction Gratings/ Wood R. W. // *Phys. Rev.* - 1935 - 48. - 928
23. Zeng S. A review on functionalized gold nanoparticles for biosensing applications / Zeng S. // *Plasmonics* - 2011
24. Plasmonics beyond noble metals: Exploiting phase and compositional changes for manipulating plasmonic performance / Y.Gutiérrez, A. Brown, F. Moreno, M. Losurdo. // *Journal of Applied Physics*. – 2020. – №128. – C. 080901.
25. Zhang J. Surface plasmon polaritons: Physics and applications / J. Zhang, L. Zhang, W. Xu. // *Journal of Physics D Applied Physics*. – 2012. – №45.
26. Isidro Villó-Pérez Hydrodynamical model for bulk and surface plasmons in cylindrical wires/ Isidro Villó-Pérez, Néstor R. Arista. // *Surface Science*. - 2009. - №1. - c. 1-13
27. E. N. Economou Surface Plasmons in Thin Films / E. N. Economou. // *Phys. Rev.* - 1969. - № 182.- C. 539
28. J. Jacak Surface and volume plasmons in metallic nanospheres in a semiclassical RPA-type approach: Near-field coupling of surface plasmons with the semiconductor substrate / J. Jacak, J. Krasnyj, W. Jacak, R. Gonczarek, A. Chepok, and L. Jacak *Phys. Rev.* - 2010. - №82 - 035418

29. Isaak D. Mayergoyz Electrostatic (plasmon) resonances in nanoparticles / Isaak D. Mayergoyz, Donald R. Fredkin, and Zhenyu Zhang. // Phys. Rev. - 2005. - № 72. - 155412
30. Manvir S. Kushwaha Plasmons and magnetoplasmons in semiconductor heterostructures. / Manvir S. Kushwaha. // Surface Science Reports. - 2001. - №41. - c. 1-48
31. I. V. Kukushkin Observation of Retardation Effects in the Spectrum of Two-Dimensional Plasmons / I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov. // Phys. Rev. Lett. - 2003. - № 90. - C. 156801
32. M. Saad Bin-Alam Ultra-high-Q resonances in plasmonic metasurfaces / M. Saad Bin-Alam, Orad Reshef, Yaryna Mamchur. // Nat Comm. - 2021. - №12. - 974
33. Kravets, V. G. Plasmonic surface lattice resonances: A review of properties and applications / Kravets, V. G., Kabashin, A. V., Barnes, W. L. & Grigorenko, A. N. // Chemical Reviews. - 2018.
34. Lin Cui Graphene plasmon for optoelectronics / Lin Cui, Jingang Wang, Mengtao Sun. // Reviews in Physics. - 2021. - №6. - 100054
35. W. A. Murray Plasmonic Materials / W. A. Murray, W. L. Barnes. // Advanced Materials. - 2007. - №22. - 3771-3782
36. P.R. West Searching for better plasmonic materials / P. R. West, S. Ishii, G. V. Naik et al. // Laser & Photonics Reviews. - 2010. - №6. - C. 795-808
37. U. Guler Nanoparticle plasmonics: going practical with transition metal nitrides / Urcan Guler, Vladimir M. Shalaev, Alexandra Boltasseva. // Mater. Today. - 2014. - №4. - 227-237
38. Anton Kharitonov Tunable optical materials for multi-resonant plasmonics: from TiN to TiON / Anton Kharitonov, Sergey Kharintsev // Optical Materials Express. - 2020. - №10. - 513
39. A. N. Grigorenko Graphene plasmonics / A. N. Grigorenko, M. Polini, K. S. Novoselov // Nature photonics. - 2012. - №6. - 749
- 40.

41. Fan Yang Ni-based Plasmonic/Magnetic Nanostructures as Efficient Light Absorbers for Steam Generation / Fan Yang, Jinxing Chen, Zuyang Ye, Dawei Ding, Nosang Vincent Myung, Yadong Yin. // *Adv. Funct. Mater.* - 2020. - 2737. - 2006294
42. James Whyant. White light interferometry // *Proceedings of SPIE.* — 2002. — № 2737. — С. 98–107.
43. О применении светодиода в интерферометре белого света / І. Овчар Н., І. Гураль Т., К. Кучеренко О. и М. Чуча А. // *Вісник НТУУ «КПІ». Приладобудування : збірник наукових праць.* —2007. — № 34. — С. 54–61
44. Интерферометр белого света для измерения топологии микроструктур / І. Гураль Т., А. Масленников С., І. Овчар Н. и П. Соболев В. // *Тез. доп. X міжнародної науково-технічної конференції «ПРИЛАДОБУДУВАННЯ: стан і перспективи».* — 2011. — С. 47.
45. Deck Leslie, de Groot Peter. High-speed noncontact profiler based on scanning white-light interferometry // *Appl. Opt.* — 1994. — no. 33. — P. 7334–7338.
46. Контроль топологии поверхностей с использованием интерферометров белого света / І. Гураль Т., А. Масленников С., І. Овчар Н. и П. Соболев В. // *Тез. доп. XIII міжнародної науково-технічної конференції «ПРИЛАДОБУДУВАННЯ: стан і перспективи».* — 2014. — С. 70.