

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Факультет електроніки
(повна назва інституту/факультету)

Кафедра мікроелектроніки
(повна назва кафедри)

«На правах рукопису»
УДК _____

«До захисту допущено»

В.о.завідувача кафедри
_____ Анатолій

ОРЛОВ
(підпис) (ім'я, ПРІЗВИЩЕ)

“ ” _____ 2022р.

Магістерська дисертація

на здобуття ступеня магістра

зі спеціальності 153 Мікро- та наносистемна техніка _____
(код і назва)

на тему: Оптична анізотропія в матеріалах оптоелектроніки в зображенні
модуляційної поляриметриї

Виконав: студент 6 курсу, групи ДП-01мн _____
(шифр групи)

Вербіцький Дмитро Олегович _____
(прізвище, ім'я, по батькові) (підпис)

Науковий керівник проф. каф. МЕ, д.ф.-м.н., с.н.с., Королюк Д. В. _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Консультант з нормоконтролю доц., к.ф.-м.н., с.н.с.

Георгій СВІЧНИКОВ

_____ (підпис)

Консультант з інформаційних питань доц., к.т.н. Діденко Ю.В. _____

(підпис)

Рецензент Прокопенко Юрій Василійович д.т.н. проф. каф. КІ _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

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

_____ (підпис)

_____ Київ–2022 року

**Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут
імені Ігоря Сікорського»**

Інститут (факультет) _____ **Факультет електроніки** _____
(повна назва)

Кафедра _____ **мікроелектроніки** _____
(повна назва)

Рівень вищої освіти – другий (магістерський)

Спеціальність 153 Мікро- та наносистемна техніка _____
(код і назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ
В.о. завідувача кафедри

_____ **Анатолій ОРЛОВ**
(підпис) (ім'я, ПРІЗВИЩЕ)

« ____ » _____ 20__ р.

ЗАВДАННЯ
на магістерську дисертацію студенту
Вербіцький Дмитро Олегович
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема дисертації Оптична анізотропія в матеріалах оптоелектроніки в зображенні модуляційної поляриметриї
науковий керівник дисертації проф. каф. МЕ, д.ф-м.н., с.н.с., Королук Д. В.,
(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом по університету від « ____ » _____ 20__ р. № _____

2. Термін подання студентом дисертації 7.06.2022 _____

3. Об'єкт дослідження Оптична анізотропія в матеріалах оптоелектроніки в зображенні модуляційної поляриметриї _____

4. Предмет дослідження як анізотропія виникає у матеріалах та як на це впливають матеріали _____

5. Перелік завдань, які потрібно розробити Розробити пристрій дослідження оптичної анізотропії, досліджувати матеріали та їх вплив на неї _____

6. Орієнтовний перелік ілюстративного матеріалу орієнтовно 10 ілюстрацій спрямованих на візуалізацію отриманих даних та принципів побудови _____

7. Орієнтовний перелік публікацій орієнтовно 20 посилань на наукові роботи та визначення технологій _____

8. Консультанти розділів дисертації*

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв

9. Дата видачі завдання 1.02.2022 _____

Календарний план

№ з/п	Назва етапів виконання магістерської дисертації	Термін виконання етапів магістерської дисертації	Підпис керівника
1	Розробка установки для досліджень	1.03.2022	
2	Написання програми дослідження	1.04.2022	
3	Дослідження різних зразків	1.05.2022	
4	Написання магістерської роботи	1.06.2022	

Студент _____

(підпис)

(ім'я, ПРІЗВИЩЕ)

Науковий керівник дисертації _____

(підпис)

(ім'я, ПРІЗВИЩЕ)

* Консультантом не може бути зазначено наукового керівника магістерської дисертації.

РЕФЕРАТ

Магістерська робота присвячена дослідженню оптичної анізотропії в матеріалах оптоелектроніки в зображенні модуляційної поляриметрії

В роботі було описано принцип роботи пристрою дослідження, досліджено та дано пояснення чому анізотропія відбувається саме таким чином і як різні матеріали на це впливають. Загальний обсяг роботи: 58 сторінок, 10 ілюстрацій, 20 посилань.

Ключові слова: анізотропія, поляриметр, хвиля.

ABSTRACT

The master's thesis is devoted to the study of optical anisotropy in optoelectronic materials in the image of modulation polarimetry

The paper describes the principle of operation of the research device, investigated and explained why anisotropy occurs in this way and how different materials affect it.

Total volume of work: 65 pages, 10 illustrations, 40 links.

Key words: anisotropy, polarimeter, wave.

ЗМІСТ

ЗМІСТ	7
ВСТУП	Ошибка!
Закладка не определена.	
1. Розділ 1	9
1.1. Елементи поляризаційної оптики	9
1.2. Фізичні основи функціонування фотопружного модулятора поляризації	Ошибка!
Закладка не определена.	
1.3. Модуляційна поляриметрія в зображенні матричного формалізму	Ошибка!
Закладка не определена.	
2. Модуляційна стокс-поляриметрія в реальності	
34Ошибка! Закладка не определена.	
2.1. Функціонування оптичної схеми за участю фотопружного модулятора поляризації	
34Ошибка! Закладка не определена.	
2.2. Модуляційна поляриметрія радіаційної фотопружності	38
2.3. Деякі особливості експерименту	40
2.4. Результати вимірювань та їх обговорення	41
3. Методика експерименту	Ошибка!
Закладка не определена.	
3.1. Результати вимірювань та їх обговорення	48
4. ВИСНОВОК	
56Ошибка! Закладка не определена.	
5. СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ	Ошибка!
Закладка не определена.	

ВСТУП

Поляризація випромінювання або в загальному випадку світла є фундаментальною характеристикою електромагнітної хвилі, в якій коливання величини вектора електричного (магнітного) поля відбувається в площині, перпендикулярній напрямку поширення хвилі. Ця властивість хвилі має довгу та драматичну історію, яка почалася з гіпотези Юнга (1817 р), продовжилася у хвильовій теорії Френеля (1821 р.) та сформулювалася Фарадеєм в ефекті його імені (1845 р.) у вигляді зв'язаних оптичного та електромагнітного явищ. Згідно із сучасними [1] представленнями поляризація електромагнітної хвилі на відміну від поляризації середовища сприймається не як зовнішня дія, а як її миттєвий стан, що міститься у певній орієнтації вектора електричного (магнітного) поля хвилі у просторі. Його напрямок згідно поперечної природи хвилі є перпендикулярним відносно напрямку хвильового вектору, в той час як амплітуда поля хвилі при розповсюдженні в анізотропному середовищі може бути розкладена на дві змінні за фазами та амплітудами взаємно ортогональні компоненти. Тому у загальному випадку така хвиля з довільними співвідношеннями величин амплітуд та їхніх фаз має еліптичну поляризацію, що є результатом суперпозиції (інтерференції) двох ортогональних лінійно (циркулярно) поляризованих компонентів [2]. До цього слід додати, що еліптична поляризація є загальним станом хвилі, бо виражаючись комбінацією множин еліптичності та азимутального кута вектора поля, являє

[Введіть текст]

собою в результаті нову та ще більшу множину. У той же час лінійна та циркулярна поляризація у цій множині займають крайні стани в еволюції еліптичності та являють собою особливі випадки стану поляризації в окремих просторово-часових обмеженнях.

На завершення матеріалу про поляризаційну термінологію слід конкретизувати поняття неполяризованого світла (випромінювання), інтерпретація якого зустрічається іноді некоректною. На підставі експериментальних фактів можна вважати, що неполяризованим випромінюванням є сукупність еліптично поляризованих хвиль із довільними величинами азимута та еліптичності. Саме такий висновок можна зробити зі спостереження С. Вавіловим «внутрішньої структури» світла в експерименті з використанням інтерферометра, в якому інтерференція зникла при розташуванні фазової пластинки на шляху одного із променів [3].

Тут доречно відзначити, що більш коректне і чи не єдине визначення анізотропних властивостей, у тому числі й оптичних, міститься в наданні таким матеріалам тензорного характеру. Тому в оптичних явищах, що супроводжують розповсюдження поляризованого випромінювання, визначення анізотропії середовища міститься у тензорній величині оберненої комплексної діелектричної непроникності $1/N$ [2]. Ця особливість тензора диктується величиною $1/N_i$ (i – азимут компонент електричного поля хвилі $E_{x,y}$, що поширюється вздовж z -координати), тобто коефіцієнтом у рівняннях, що визначають залежність швидкості хвилі чи затухання її амплітуди в речовині від величини відповідної тензорної компоненти.

РОЗДІЛ 1. Фізико-технічні основи модуляційної Стокс-поляриметрії.

1.1. Елементи поляризаційної оптики.

Відліком поляриметрії, якій в 2015 р. виповнилося 200 років, можна вважати публікацію Девіда Брюстера про відкриття в прозорих матеріалах штучної анізотропії діелектричних властивостей, що виникає під дією одновісної

[Введіть текст]

деформації [1]. Незважаючи на більш, ніж двохсотлітню історію науки про поляризоване випромінювання, необхідність у адекватності терміну підтверджується практикою спілкування з відзначеної теми та і друкованими свідченнями. Зокрема, в [2] авторитетним в поляриметрії автором зазначається: *«Ми, люди, не бачимо, коли світло поляризується, і це призводить нас до прикрої помилки у цьому питанні. Навіть вчені, які повинні знати краще, часто припускають, що поляризоване світло - це неясна тема спеціалізованого інтересу лише досить обмежених та ізольованих областей»*. Тому не дивно, що тривалий час визначення *поляриметрії* обмежувалось вимірюванням величини кута повороту площини поляризації світла при розповсюдженні його крізь оптично активні речовини. Таке визначення є нездатним до відображення діелектричної анізотропії, яка властива практично всім реальним середовищам.

Поляризація електромагнітної хвилі, як один із семи її параметрів, що описують зміст та форму цієї матерії, є її просторовою характеристикою. Саме у такому двомірному вигляді наведено в [3] чи не єдине в обігу визначення поляризації як стану електромагнітного випромінювання: *«Стан поляризації електромагнітної біжучої (в z-напрямку) хвилі визначається співвідношенням амплітуд і фаз незалежних складових E_x та E_y »*. У такому визначенні цей термін буде використано в подальшому для відмежування від іншого його змісту, яким позначається певна дія, наприклад «поляризація середовища».

Електромагнітні хвилі внаслідок властивого їм поперечного характеру мають два таких напрями, орієнтація яких у системі координат є перпендикулярною до напрямку поширення хвилі. У математичному виразі, який характеризує електромагнітну хвилю, поляризація відповідає вектору електричного поля, що є функцією гармонічних коливань у часі t та просторі r :

$$\vec{E}(r, t) = \vec{E}_0 e^{i(\omega t + kr + \delta)}. \quad (1.1)$$

Графічною ілюстрацією рівняння (1.1) є приклад поляризованої хвилі із поперечним характером поляризації стосовно напрямку її поширення. Однак при цьому не враховується, що її вектор \vec{E}_0 або у загальному випадку його частина

[Введіть текст]

може при поширенні у просторі обертатися відносно напрямку хвильового вектора. Тому для врахування цієї обставини вектор \vec{E}_0 записують у вигляді двох незалежних компонент, отриманих його розкладанням, наприклад, уздовж осей x та y

$$\vec{E}(x, t) = \vec{E}_{0x} e^{i(\omega t + kz + \delta_x)}, \quad (1.2)$$

$$\vec{E}(y, t) = \vec{E}_{0y} e^{i(\omega t + kz + \delta_y)}. \quad (1.3)$$

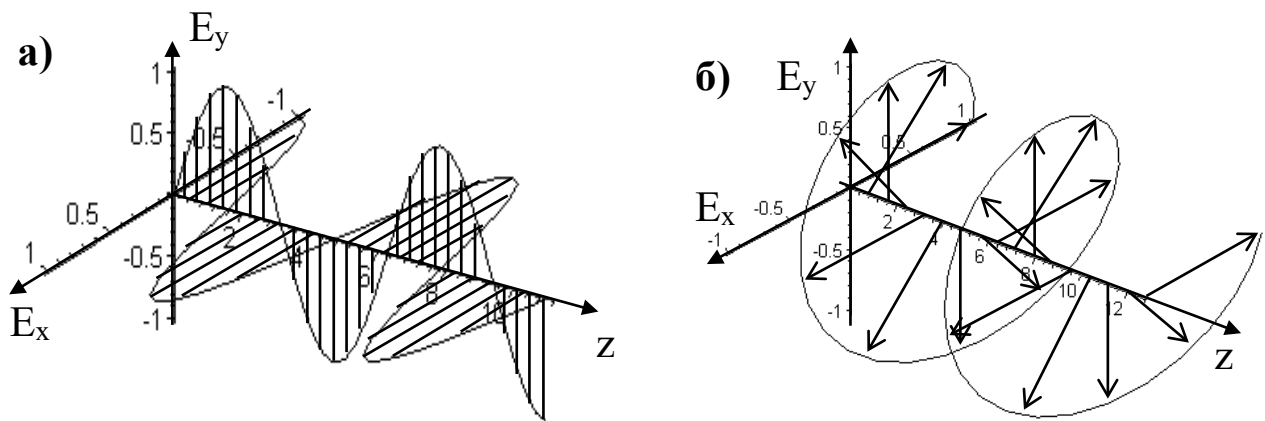


Рисунок. 1.1 - Ілюстрація векторів (1.2) та (1.3) двох гармонічних та когерентних хвиль, що розрізняються за фазою $\delta_0 = \pi/2$ (а), та їх суперпозиція у вигляді однієї циркулярно поляризованої хвилі (б)

Якщо напрям коливання вектора \vec{E}_0 не збігається з x - та з y - координатами, то він є суперпозицією двох хвиль (рис. 1.1,а). У загальному випадку компоненти розрізняються між собою амплітудами та фазами ($E_x \neq E_y$, $\delta_x \neq \delta_y$). У такому разі суперпозиція має вигляд еліпса, як проекція просторової фігури, описаної кінцем вектора електричного поля хвилі, на перпендикулярну до напрямку її поширення площину. В окремому випадку, коли компоненти рівні $E_x = E_y$, а різниця їх фаз $\delta_x - \delta_y = \pi/2$, еліпс перетворюється в коло, а хвиля набуває циркулярної поляризації (рис. 1.1,б).

Вважається, що випромінювання є практично завжди частково поляризованим. Також відомо, що поляризована компонента, що виникла або змінилася внаслідок взаємодії, є інформативною мірою діелектричних та [Введіть текст]

топологічних властивостей як джерела випромінювання, так і об'єктів взаємодії. Проте неспроможність людського зору розрізнити стан поляризації світла спричиняє неповноцінне відображення об'єктивної реальності. Подолання цього недоліку є метою досліджень, результати яких отримані розробленою технікою модуляційної поляриметрії (МП) електромагнітного випромінювання. Відокремлення методом МП поляризованої компоненти світла, подальший її аналіз та використання стають основою новітнього науково-технічного напрямку – *поляриметрії високої інформативної здатності*.

Поляризоване випромінювання і анізотропія оптичних властивостей речовин взаємно співвідносяться в просторі і часі як причина і наслідок. До цього слід додати, що в реальних умовах практично всім речовинам властива діелектрична анізотропія, що має або природне походження, або зумовлена дією зовнішніх фізичних чи хіміко-біологічних факторів. Завдяки особливим фізичним приладам людина може спостерігати стан поляризації світла і використовувати його в практичних цілях. Тому можливість реєструвати поляризоване світло дозволяє бачити навколишній світ в новій якості. У цьому світі предмети мають інший вигляд, а матеріали приймають небачені властивості. На додачу до неруйнівного характеру випромінювання, що використовується у діагностиці матеріалів, такої його якості як поляризація, властива підвищена інформаційна здатність вимірювальним системам. У зв'язку з цим матеріали, які перебувають під впливом зовнішніх полів (електричні, магнітні, температурні, деформаційні поля) стають об'єктами поляриметрії. *Поляриметрія* - це система фізичних основ та технічних засобів вимірювання стану поляризації електромагнітного випромінювання та визначення із його параметрів властивостей речовин, набутих взаємодією з ними пропусканням, відбиванням чи поглинанням. Щодо системи фізичних основ, то ними є декілька принципів, що базуються на вимірюванні параметрів еліптичності поляризованого випромінювання – еліпсометрії [4], компонентів матричного методу Джонса [5], компонентів матриць Мюллера [6] та величин 4-х параметрів Стокса $S = [I \ Q \ U \ V]$ [7, 8].

Поляризацію пучка світла можна охарактеризувати чотирма так званими «параметрами Стокса»: I , Q , U і V , де I кодує інтенсивність, Q і U визначають ступінь і орієнтацію лінійної поляризації, а V дає ступінь і напрям кругової поляризації [1, 2]. Ці параметри часто об'єднують у «вектор Стокса», який позначається $S = [I, Q, U, V]^T$, який називається «нормованим», коли коефіцієнт I розбивається (таким чином, перший елемент дорівнює 1). Хоча вектори Стокса не є евклідовими (тобто вони не мають величини або напрямку у фізичному сенсі), їх все ж можна інтерпретувати геометрично: при нормуванні параметри $q = Q/I$, $u = U/I$ і $v = V/I$ (так звані «параметри поляризації») всі знаходяться в діапазоні від -1 до 1 . У векторі Стокса, що представляє повністю поляризоване світло, нормовані параметри поляризації задовольняють $q^2 + u^2 + v^2 = 1$, і тому, якщо ми розглянемо 3-вимірний графік, де $x = q$, $y = u$ і $z = v$, вектор $\xi^T = [q, u, v]^T$, що представляє повну поляризацію, лежить на сфері одиничного радіуса з центром навколо початку координат, яка відома як «сфера Пуанкаре» [2, 3]. Якщо ξ^T представляє часткову поляризацію, вона буде лежати всередині сфери Пуанкаре, а якщо являє собою випадкову поляризацію, вона буде дорівнює 0^T .

Коли промінь поляризованого світла, представленого S_{in} , взаємодіє з матеріалом, його стан поляризації зазвичай змінюється, і модифікований промінь матиме відповідний вектор Стокса S_{out} . Зміна поляризації може бути представлена рівнянням матриці/вектора

$$S^{out} = MS^{in}$$

де M називають «матричкою Мюллера», і вона повністю описує вплив матеріалу на поляризоване світло, Матриця Мюллера матеріалу може бути використана для отримання його фізичних характеристик, і процес визначення цієї матриці (зазвичай шляхом дослідження зміни поляризації, викликані кількома векторами Стокса), який називається «Поляриметрія Мюллера», є багатообіцяючим полем з широким діапазоном потенційні застосування. Примітно, що його використовували в біомедичних цілях для вимірювання прогресу терапії

[Введіть текст]

стовбуровими клітинами на тваринних моделях інфаркту міокарда, і одного дня він може бути використаний для вимірювання рівня глюкози в крові. Однак, хоча поляриметрія може мати великий потенціал для таких застосувань, визначення матриці Мюллера біологічного зразка може бути особливо складним через каламутну природу таких зразків, що часто викликає багаторазове розсіювання та серйозні втрати поляризації, а також значний шум. Таким чином, для успішного визначення матриці Мюллера біологічного матеріалу (або будь-якого іншого матеріалу) необхідно використовувати дуже чутливий поляриметр і проводити вимірювання таким чином, щоб визначена матриця була мінімально чутливою до шуму вимірювання.

Поширеним способом кількісної оцінки чутливості до помилок визначеної матриці Мюллера до помилок вимірювання є використання так званого «числа умови» зазвичай позначається k , що кількісно визначає чисельну стійкість системи. За допомогою цього підходу зазвичай описують взаємодію вимірювальної системи з поляризованим світлом за допомогою матриці A , а потім обчислюють відповідне число умов

$$k(A) = \|A\| \|A^{-1}\|$$

Число умови кількісно визначає, наскільки «зворотним» є A , де мале значення k означає дуже оборотне, а велике значення означає майже одиничне значення. На практиці визначення матриці Мюллера зразка зазвичай вимагає чисельного інвертування матриці, яка представляє систему або виміряні дані; популярною стратегією є орієнтація/коригування елементів системи таким чином, щоб $k(A)$ було зведено до мінімуму, щоб зробити цю інверсію максимально надійною, що, у свою чергу, мінімізує чутливість отриманої вибіркової матриці Мюллера до помилок вимірювання.

Однією з потенційних проблем такого підходу є те, що $k(A) = \|A\| \|A^{-1}\|$ вимагає вибору конкретної норми. Як правило, векторні p -норми використовуються для індукції матричної норми на A хоча цьому підходу бракує чіткої фізичної інтерпретації: припустимо, що матриця A діє на вектор Стокса S

[Введіть текст]

(як це часто буває), тоді важко надати будь-який фізичний сенс р-нормі $\|S\|_p = (I_p + Q_p + U_p + V_p)^{1/p}$, тому інтерпретувати індуковану матричну норму ще важче.

Кожен із цих принципів використовує множини комбінацій величин, що характеризують в узагальненому вигляді еліптично поляризоване випромінювання. Відомості про об'єкт, з яким відбулася взаємодія електромагнітної хвилі розповсюдженням, відбиванням або розсіюванням, містяться у змінах параметрів стану поляризації. Надалі якість аналізу компонентного складу поляризації визначатиме інформаційну ефективність поляриметричних систем. Однак результати досліджень останнього десятиліття показують, що аналіз стану поляризації на основі її модуляції додає таким вимірювальним системам розширеного змісту. Підставою для цього є значно збільшений динамічний діапазон вимірюваних величин, та, як наслідок неперевершена виявна здатність до щонайменших змін діелектричних властивостей речовин, або до факторів, які їх зумовлюють.

Існує велика кількість принципів та конструктивних варіантів їх здійснення, спрямованих на вимірювання механічних напружень, зумовлених як внутрішніми причинами, так і за рахунок зовнішніх зусиль. Так, у роботах [9, 10] показана можливість використання раманівського розсіювання, в спектрах якого напруження проявляються в зміні частоти оптичних фононів. Потрібні результати можна одержати на основі поляризаційно-оптичного методу в ІЧ-області спектра [11] чи на основі п'єзо-адсорбційного ефекту [12]. Цікавий підхід запропонований у роботі [13], де рівень напружень визначають за величиною коефіцієнту оптичного заломлення.

До цього ж класу можна віднести оптичні методи, засновані на зміні фази неполяризованого випромінювання під дією механічної напруги. З численних публікацій у цьому напрямі слід зазначити огляд [14] і монографію [15], в яких узагальнені роботи з трьох методів: метод муарових смуг, голографічна інтерферометрія і спекл-фотографія. Загальними особливостями цих методів є не тільки інтерференційні явища, але і способи їхньої реєстрації, засновані на

використанні фотореєструючих матеріалів і розшифровці інтерференційних і дифракційних зображень.

Оптико-поляризаційний метод на підґрунті явища фотопружності є інформативним з токи зору контролю напівпровідникових кристалів і структур. За його допомогою проводять поляризаційно-оптичні виміри в прозорих зразках з використанням полярископів. Незалежно від конструктивних особливостей і призначення полярископа основними його елементами є: джерело світла, поляризатор, що створює лінійно поляризований промінь світла, та аналізатор, обертанням якого навколо оптичної вісі досягається мета задачі - не пропускання випромінювання чи його реєстрація. Оптика полярископів та їх види докладно описані в широко розповсюджених книгах з фотопружності (наприклад, [16, 17]). При цьому конструкції полярископів, в основному, поділяються на два типи, що дозволяють здійснювати або якісний контроль розподілу напруг у кристалі по картині, що одержується на екрані плоского чи кругового полярископа, або локальне визначення величини напруги методом Сенармона. Однак, у першому випадку відсутня інформація про величину і напрямок деформацій, а у другому необхідне виконання послідовних операцій у кожній точці виміру, що призводить до великих витрат часу.

1.2. Фізичні основи функціонування фотопружного модулятора поляризації. Модулятор поляризації на основі фотопружного ефекту є варіантом оптичного пристрою, що найбільш адекватний визначенню процесу у модуляції поляризації. Цим процесом називається така дія на електромагнітну хвилю, за якої залишаються незмінними всі її параметри крім різниці фаз ортогональних компонент. Фізичний варіант реалізації цього принципу у вигляді динамічної фазової пластинки є найбільш досконалою конструкцією, яка була вперше застосована в модуляційній еліпсометрії [13] (рис. 1.2).

Модулятор складається з двох частин у вигляді пластинок і має мінімальну кількість з'єднань. Перша з них **1** виготовлена з кристалічного кварцу X-вирізу, і є

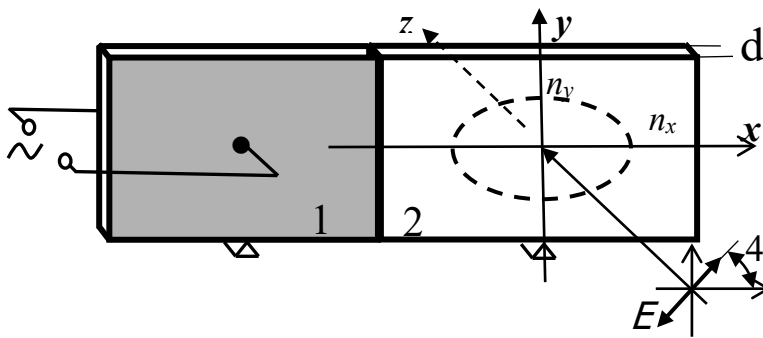


Рисунок. 1.2 - Фотопружний модулятор поляризації: 1 – резонатор - кристалічний кварц; 2 - активний елемент – фазова пластинка із кварцового скла; E – проекція електричного поля хвилі; еліпс – оптична індикатриса пластинки в коливальній фазі стискання вздовж x

електромеханічним резонатором, у якого основним типом коливань є поперечна мода. Розмір резонатора в напрямку x -коливань визначає частоту власних коливань і дорівнює половині довжини акустичної хвилі в цьому матеріалі на резонансній частоті. До резонатора на акустичному контакті приєднана оптично ізотропна пластинка **2**, в якій під дією знакозмінної одноосної деформації стиснення-розтягнення змінюється величина фазової затримки з частотою коливань кварцового резонатора. Ця пластинка виготовляється з ізотропного матеріалу, що прозорий у заданому діапазоні довжин хвиль. При виборі матеріалу необхідно керуватися ще декількома вимогами. Кожен оптичний матеріал має свій власний еластооптичний коефіцієнт (константа Брюстера) C_{br} , який визначає величину механічної напруги, необхідної для отримання відповідного зрушення фаз на заданій довжині хвилі світла. Залежність, що характеризує фазову різницю між ортогональними компонентами, має вигляд:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} C_{br} \cdot \sigma \cdot d, \quad (1.4),$$

де σ - величина наведеної механічної напруги в ізотропній пластині, λ - довжина хвиль випромінювання в речовині, d - розмір пластини у напрямку розповсюдження світла. Для більшості матеріалів величина C_{br} зменшується зі зростанням λ , за умови, що власні смуги поглинання цих середовищ розташовані в області спектру з довжиною хвилі, меншою ніж λ . Отже, матеріал, вибраний для

[Введіть текст]

виготовлення активного елемента модулятора повинен мати як можна більші значення показника заломлення та еластооптичного коефіцієнту C_{br} ($C_{br} \sim \xi_{\lambda} * \epsilon_{\mu}$, де ϵ_{μ} - тензор діелектричної проникності, ξ_{λ} - тензор деформації).

Функціонування описаного модулятора здійснюється збудженням пружних коливань в пластині кристалічного кварцу під дією змінної електричної напруги. Стояча хвиля в пластині кварцу створює крізь контакт одновісну знакозмінну деформацію стискання-розтягування. Відповідно до знакозмінної деформації в пластині створюється еліптична індикатриса оптичних властивостей, головні осі якої збігаються з осями пластинки, і протягом одного періоду міняються місцями. При одновісній деформації просторове зміщення від будь-якої точки активного елемента вздовж осі X визначається виразом:

$$\sigma = \sigma_0 \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda_p}\right) \cdot \sin(\omega t)$$

(1.5) де σ_0 - початкове зміщення будь-якої точки

координат x , λ_p - довжина акустичної хвилі в плавленому кварці, ω - частота його поздовжніх коливань. Відповідна механічна напруга є пропорційною $\frac{\partial \sigma}{\partial x}$, тобто

$\cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda_p}\right)$ і таким чином, має максимальну величину в центрі пластини ($x = 0$).

Так як величина двопронезаломлення пропорційна напрузі (деформації), то вона змінюється в часі, як $\sin(\omega t)$. Величина змінного двопронезаломлення, в свою чергу, задає величину фазової затримки δ , відповідно до виразу (1.4). При функціонуванні модулятора величину затримки можна описати виразом $\delta = \delta_0 \sin(\omega t)$, де ω - власна частота модулятора, δ_0 - затримка, визначена величиною напруги електричного живлення кварцового резонатора (встановлюється відповідною до чверті або половині довжини хвилі). Тому в момент часу $t = \frac{(n+1)T}{2}$, (де $n = 0,1,2$, T - період модуляції) модулятор стає

чверть- або півхвильовою фазовою пластиною залежно від заданої величини δ_0 . Наприклад, на модулятор падає лінійно поляризоване світло під кутом 45°

[Введіть текст]

відносно його осі, як показано на рис. 1.2, а резонатор модулятора живиться такою величиною електричного напруження, що надає модуляційній пластинці умови чверть хвильової. Тоді, у вказані моменти часу, при виході з модулятора різниця фаз між двома лінійними ортогональними компонентами E_x і E_y , на які розкладається падаюче випромінювання, буде рівною $\pi/2$ (рис. 1.1,а), а їх суперпозиція є циркулярна

поляризація (рис. 1.3,б). Потрібно відзначити, що перетворення лінійної поляризації відбудеться при умові, якщо її азимут становитиме кут $\pm 45^\circ$ до осей пластинки активного елемента. У випадку, коли площина поляризації збігатиметься з однією з осей індикатриси оптичних властивостей, модуляція поляризації відсутня проте відбувається модуляція фази хвилі. При цьому частота електромагнітної хвилі не змінюється, бо частота модуляції менше частоти хвилі на 10 порядків.

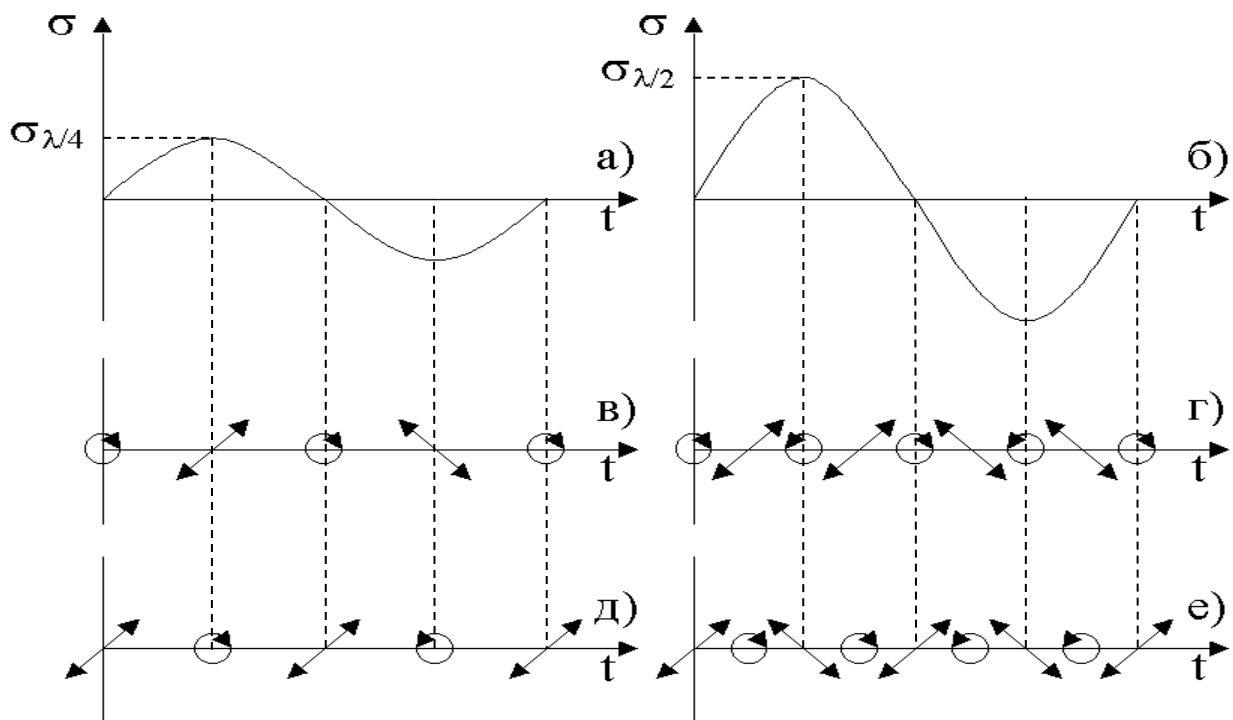


Рисунок. 1.3 - Залежність від часу величини механічної напруги і станів поляризації світла, що пройшло модулятор при двох значеннях σ_{\max} :

- а) - $\sigma_{\max} \Rightarrow \lambda/4$; б) - $\sigma_{\max} \Rightarrow \lambda/2$, та при початкових станах поляризації випромінювання: в), г) циркулярна; д), е) лінійна

На рис. 1.3 схематично проілюстровано основні стани поляризації та їх еволюцію протягом одного періоду функціонування модулятора. На ньому зображена залежність від часу механічної напруги в центрі фазової пластини при двох значеннях σ_{\max} , які генерують зміни в часі стану поляризації вихідного випромінювання. Розглядаються чотири випадки, що мають практичне застосування. Два із них зумовлені початковим станом – лінійна та циркулярна поляризації (рисунки 1.3,в та 1.3,д) та глибиною модуляції у вигляді величини $\delta_0 = \pi/2$ – чверть хвильова фазова пластинка. Два інші варіанти за тих же умов характеризуються вдвічі збільшеною глибиною модуляції $\delta_0 = \pi$ – півхвильова фазова пластинка (відповідно рисунки 1.3,г та 1.3,е). Необхідність окремого розгляду цих варіантів визначається умовами відповідних задач, мета яких полягає у реєстрації циркулярно чи лінійно поляризованого випромінювання.

Із цього розгляду слідує два принципових висновки. Перший із них полягає у тому, що для реалізації нуля-метода потрібно вибирати для модуляції такий варіант початкового стану поляризації, що є протилежним відносно передбаченого метою вимірювання. А другий ілюструє можливість одночасної реєстрації ефектів циркулярної та лінійної анізотропії аналізом сигналу. Як уже зазначалося, поляризація електромагнітного випромінювання є його просторовою характеристикою, тому виражається сукупністю значень - компонентами векторів Максвелла-Джонса або Стокса. У зв'язку із цим, модуляція поляризації відрізняється від модуляцій інших фізичних величин, що оперують з одним параметром [19], оскільки зміна стану поляризації можлива здійсненням двовимірною впливу на хвилю. Як показує досвід, ця несуттєва на перший погляд обставина є ускладнюючою в усіх відношеннях. Так, математичний формалізм для опису процесу модуляції поляризації базується на використанні функцій Бесселя, а що стосується інтерпретації отриманих за допомогою поляризаційного методу результатів, то це завдання знаходиться в стані розв'язання. Незважаючи на це поляризаційна модуляція останнім часом все більше звертає на себе увагу

дослідників, головним чином завдяки тим досягненням, які отримані при її використанні [20].

Двodiaпазонний поляриметричний датчик зображення може обробляти сигнали різних довжин хвиль для кращого визначення цілей, що має велике значення для розвитку астрономії, біологічної діагностики, класифікації земного покриву та тривимірної реконструкції поверхні.

Двodiaпазонний датчик зображення в даний час переважає зрілими матеріалами, такими як HgCdTe і надгратки типу II. Однак ці датчики зображення страждають від низької продуктивності, високої складності виготовлення та високої вартості, тому їх широке застосування було обмеженим. Виникаючі низькорозмірні матеріали забезпечують інший шлях для задоволення цих вимог завдяки своїй кристалічній структурі з анізотропією в площині для високої поляризаційної чутливості, простоті інтеграції на кремнієву платформу для гарної сумісності між металом-оксидом і напівпровідником і сильному квантовому обмеженню для чудових фотоелектричних характеристик. Останнім часом деякі низькорозмірні матеріали з внутрішньою структурою анізотропії в площині демонструють великий потенціал для реалізації прямого поляризованого фотодетекції без використання поляризаційних фільтрів. Тим не менш, існують три основні перешкоди для поляриметричних датчиків зображення для отримання зображення високої роздільної здатності в мультиспектральному режимі. По-перше, контрольований ріст великорозмірних низькорозмірних монокристалів все ще залишається проблемою. По-друге, для реалізації поляриметричного зображення в різних діапазонах хвиль, датчику потрібна була висока фотовідповідь і надійна поляризаційна чутливість у широкосмуговому спектрі. По-третє, великий темний струм в датчику може забезпечити високий рівень шуму (і, отже, високе відношення сигнал/шум). Рівень шуму тісно пов'язаний з точністю та чутливістю датчика зображення. Таким чином, дослідження матеріалів із внутрішньою структурою анізотропії в площині для

мультиспектрального поляриметричного датчика зображення з низьким рівнем шуму є великою проблемою.

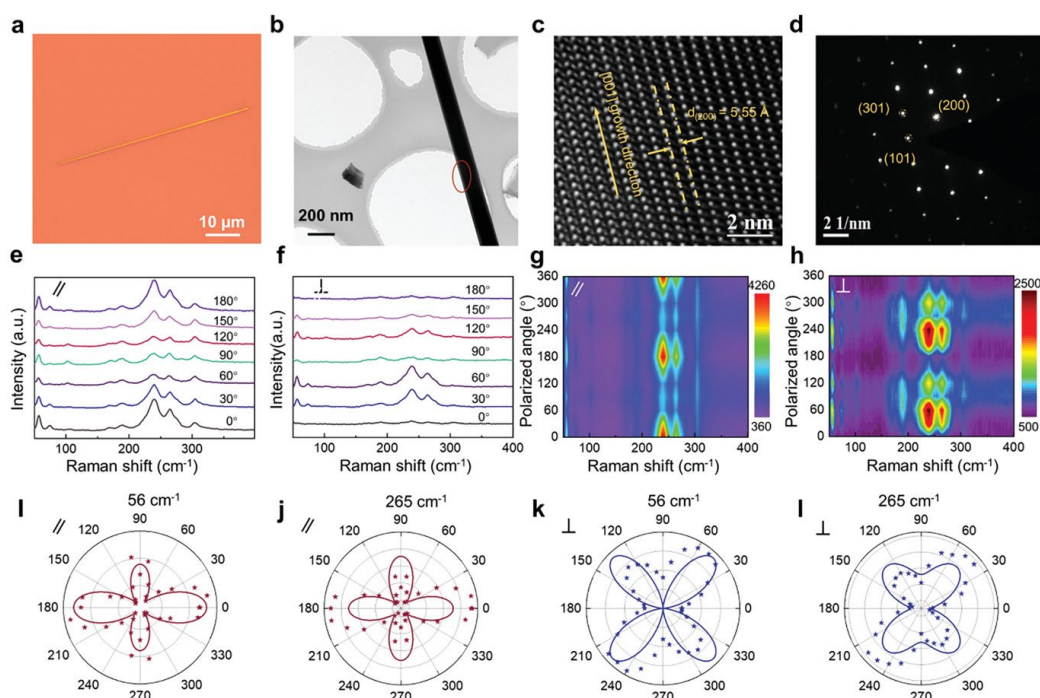
Щоб подолати ці три перешкоди та сприяти розробці поляриметричних датчиків зображення, для дводіапазонних поляриметричних датчиків зображення запропоновано 1D шаруватий наноматеріал із структурою анізотропії в площині. По-перше, одновимірні наноматеріали зазвичай мають велике відношення поверхні до об'єму та сильну взаємодію світло-речовина, що може забезпечити високу фоточутливість. По-друге, відсутність звисаючих зв'язків на поверхні одновимірних шаруватих наноматеріалів може ефективно знизити шум $1/f$ від рекомбінації генерації, зменшуючи погіршення продуктивності, викликане поверхнею, полегшуючи легку інтеграцію з іншими підкладками або матеріалами. По-третє, вичерпна спектральна, просторова та поляризаційна інформація ефективно покращує контраст між ціллю і фоном.

Як важливий член групи напівпровідників VA–VIA, сульфід вісмуту (Bi_2S_3) викликає величезний інтерес, оскільки його конкурентні властивості, такі як вузькозонний діапазон (1,3–1,7 eV), сильна анізотропія в площині, високий коефіцієнт поглинання ($\approx 10^5 \text{ cm}^{-1}$), високу рухливість носіїв ($\approx 200 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$) та широкопasmовий спектральний відгук. Крім того, переваги нетоксичності, високої кількості кірки, а також легкого синтетичного шляху роблять 1D Bi_2S_3 нанодрот (NW) ідеальним кандидатом для дослідження екологічно чистих, недорогих і високоефективних датчиків зображення. Крім того, сірчання може зменшити щільність пасток станів Bi_2S_3 шум $1/f$

У цій роботі 1D Bi_2S_3 НП з високою якістю були успішно синтезовані методом вирощування за допомогою сірки. Результати оптичної мікроскопії з поляризаційною роздільною здатністю (PROM) та поляризаційної спектроскопії раманівського розрізнення з кутом (ARPRS) показують, що Bi_2S_3 NW мають значну анізотропію в площині. Істотно, завдяки зменшеним дефектам 1D Bi_2S_3 NW за допомогою легкого підходу до сульфуризації, датчик зображення демонструє чудову продуктивність пристрою з точки зору високої

фоточутливості, широкосмугового зв'язку, високого дихроїчного коефіцієнта та чудової поляризації у видимому або короткохвильовому інфрачервоному діапазоні. Більше того, датчик зображення демонструє низький рівень шуму, що краще, ніж у більшості зареєстрованих низькорозмірних матеріалів і порівнянно з наднизьким рівнем шуму кремнієвих нанопроводів. Наша робота відкриває потенційний шлях до створення дводіпазонних поляриметричних датчиків зображення з високою роздільною здатністю на основі одновимірних матеріалів.

Щоб зменшити кількість сірчанних дефектів у вирощених продуктах, Bi_2S_3 NW були безпосередньо вирощені на підкладці SiO_2/Si за допомогою методу транспортування парів із застосуванням сірки (Малюнок **S1a**, допоміжна інформація). Зображення оптичної мікроскопії (Малюнок **1a**) і зображення атомно-силової мікроскопії (Малюнок **S1b**, допоміжна інформація) показують Bi_2S_3 NW довжиною близько 60 мкм і діаметром 123 нм. Крім того, за результатами аналізу дифракції рентгенівських променів (XRD) (Малюнок **S2**, допоміжна інформація) усі дифракційні піки узгоджуються зі стандартним ромбічним Bi_2S_3 візерунок (JCPDS 17-0320, константи клітини $a = 11,149$, $b = 11,304$ і $c = 3,981$) і без вторинних фаз, що свідчить про чудову кристалічність і чистоту фази вирощених Bi_2S_3 NW.



[Введіть текст]

Рисунок. 1.4 - Характеристика кристала Bi_2S_3 . а) Типове оптичне зображення мікроскопічного нанодроту Bi_2S_3 . б) просвічуюча електронна мікроскопія (ПЕМ) з малим збільшенням Bi_2S_3 NW. в) Зображення просвітливої електронної мікроскопії високої роздільної здатності (HTEM) Bi_2S_3 NW. г) шаблон SAED Bi_2S_3 NW. Спектри КРС з роздільною здатністю за кутом і відповідна контурна карта Bi_2S_3 NW, виміряні в е,г) паралельній та f, h) конфігурації крос-поляризації. і-л) Полярна графіка витягнутих вимірних і підігнаних пікових інтенсивностей $A_g(56 \text{ см}^{-1})$ і $B_{1g}(265 \text{ см}^{-1})$ в режимах поляризації (паралельної або перехресної). Зірки були виміряні без корекції фону, а суцільні криві були підігнані за рівнянням у таблиці S1

Для подальшої характеристики мікроструктури кристала та орієнтації росту на атомному рівні було виконано просвічуючу електронну мікроскопію (TEM), оснащену енергодисперсійною рентгенівською (EDX) спектроскопією. На малюнку 1b показано ПЕМ-зображення з низьким збільшенням типового Bi_2S_3 NW. Зображення просвічуючої електронної мікроскопії (HRTEM) з високою роздільною здатністю (Малюнок 1c), отримане з позначеної області еліпса на малюнку 1b, чітко показує чіткі та ідеальні межі решітки у великому бічній масштабі. Вимірний відстань ґратки $5,55 \text{ \AA}$ узгоджується з площиною (220) ромбічної Bi_2S_3 . Більше того, відповідна вибрана дифракційна електронографія (SAED) на малюнку 1d представляє лише набір чітких і різких дифракційних плям, які добре проіндексовані для (101), (301) і (200) площинної та квадратної симетрії. Крім того, висококутні кільцеві зображення темного поля (HAADF) TEM з відповідними елементними картами показані на малюнку S3a – d (Допоміжна інформація). Елементи Bi і S рівномірно розподілені по всьому Bi_2S_3 NW. EDS виявляє очевидні піки Bi і S з хімічним складом Bi:S приблизно 2:3 (Малюнок S3e, допоміжна інформація). Взавши разом усі ці результати, можна зробити висновок про вирощений 1D Bi_2S_3 має високу якість, хорошу

однорідність і хорошу хімічну стехіометрію. Спектр комбінаційного розсіювання також оцінював структуру вирощених Bi_2S_3 ННК. Теоретичний аналіз показує, що існує 30 комбінаційних активних коливальних мод для комірки Bi_2S_3 з 20 атомами, які складаються з десяти мод A_g , десяти мод B_{1g} , п'яти мод B_{2g} і п'яти мод B_{3g} . Традиційний спектр раманівського роздратування (малюнок S3f, допоміжна інформація) під впливом лазера (785 нм) показує чіткі піки раманівського розповсюдження при 56, 73, 102, 188, 240 і 265 cm^{-1} всі узгоджуються з попередніми дослідженнями.^[25,30] Крім того, для виявлення складу та хімічного стану продукту додатково проводять вимірювання рентгенівської фотоелектронної спектроскопії (XPS). На малюнку S4 (Допоміжна інформація) представлена типова XPS-картина готового продукту та узгоджується з раніше спостережуваною в Bi_2S_3 .

Низька симетрія кристалічної структури Bi_2S_3 свідчить про те, що її фононне колювання має бути анізотропним. Анізотропні оптичні властивості Bi_2S_3 були охарактеризовані за допомогою поляризованої раманівської спектроскопії з кутовою роздільною здатністю (Малюнок 1e, f) у паралельних і крос-поляризаційних конфігураціях. У цих вимірюваннях падаючий лазер був поляризований вздовж горизонтальної орієнтації, а лінійний поляризатор був розміщений перед раманівським детектором, що дає змогу записувати розсіяні раманівські сигнали, які поляризувалися паралельно та перпендикулярно поляризації падаючого лазера (позначимо як паралельний і кросполяризаційні конфігурації відповідно). Малюнок 1g, h показує контурну карту поляризованих інтенсивностей КРС при різних кутах повороту відповідно до паралельної та крос-поляризаційної конфігурації. Зрозуміло, що пікові інтенсивності A_g (56 cm^{-1}) і B_{1g} (265 cm^{-1}) періодично змінюються залежно від поляризованого кута падаючого світла.

Таким чином, 1D Bi_2S_3 ННП з високою кристалічністю були успішно синтезовані за допомогою методу вирощування за допомогою транспорту парів

[Введіть текст]

сірки. Експериментально та теоретично продемонстрована сильна анізотропія одновимірного шаруватого Bi_2S_3 . Ця робота надає стратегію підвищення оптоелектронних характеристик і зменшення шуму $1/f$ за допомогою легкого підходу до сірчання. Важливо, що Bi_2S_3 пристрій на базі СЗ демонструє чудову продуктивність пристрою з точки зору високої фоточутливості, широкосмугового зв'язку, високого дихроїчного відношення та відмінної поляризаційної форми зображення. Важливо, що шум пристрою набагато нижчий, ніж у інших напівпровідників низького розміру, і порівнянний з наднизьким шумом кремнієвих нанопроводів. Пряме поляриметричне зображення було реалізовано на довжинах хвиль 532 нм (видимий) і 808 нм (ближній інфрачервоний) без допомоги будь-якого звичайного оптичного поляризатора. Наша робота відкриває потенційний шлях до створення малошумного дводіапазонного поляриметричного датчика зображення на основі одновимірних матеріалів.

1.3. Модуляційна поляриметрія в зображенні матричного формалізму.

Під поляризаційною модуляцією розуміють такий фізичний вплив на хвилю, наслідком якого залишається постійним у часі квадрат напруженості електричного поля хвилі (інтенсивність), загальна фаза та хвильовий вектор, а змінюється тільки її стан поляризації [21]. Така зміна може відбуватися двома варіантами, а саме перетвореннями: кута еліптичності; кута орієнтації еліпса. У першому випадку перетворення параметрів поляризації відбувається за рахунок модульованої різниці фаз між ортогональними лінійними компонентами електричного поля хвилі, в другому - за рахунок набутої таким же чином зміни фаз між ортогональними циркулярним компонентами, на які розкладається лінійно поляризована хвиля [8].

Кожен з цих двох варіантів має фізичне втілення в тому чи іншому ефекті (ефект Фарадея, поздовжній і поперечний ефекти Покельса, фотопружний ефект і ін.), вибір яких визначається вимогами кожної конкретної задачі. Однак найбільш універсальним за характеристичними параметрами можна вважати модулятор [Введіть текст]

поляризації [18] на основі фотопружного ефекту, суть якого полягає в тому, що ізотропні оптичні матеріали під впливом одновісних механічних напружень набувають властивостей двоприменезаломлення. А це значить, що у хвилі, яка розповсюджується крізь них, відбувається фазовий зсув між її ортогональними лінійними компонентами, розкладеними вздовж поперечних осей оптичної індикатриси. Вплив на хвилю такого модулятора необхідно розглянути докладніше.

Для цього слід проаналізувати процес поляризаційної модуляції в окремих випадках (циркулярна та лінійна поляризація) і в загальному випадку (еліптична поляризація) та продемонструвати його можливості в здійсненні повного поляризаційного аналізу. Для цього розрахунком на основі матричної оптики покажемо, що при використанні оптичної схеми з модулятором поляризації існує можливість виміряти кожен з компонент вектора Стокса окремо, в тому числі і за умови часткового поглинання світла.

Розглянемо оптичну схему, що складається з лінійного поляризатора, зразка і аналізатора, а також, крім вище перерахованих елементів, містить фотопружний модулятор поляризації. Причому, як показано в [22], модулятор, що розташовано перед аналізатором, виконує разом з ним роль динамічного аналізатора стану поляризації.

При поширенні світла крізь анізотропний зразок спостерігаються, як уже зазначалося, ефекти дихроїзму та двоприменезаломлення, пов'язані з анізотропіями показників поглинання та заломлення відповідно. Причому, в результаті двоприменезаломлення відбувається перетворення лінійної поляризації в еліптичну, а за наявності дихроїзму відбувається поворот площини поляризації зондуючого випромінювання, тобто зміна азимутального кута еліпса. У загальному випадку стан поляризації випромінювання при його поширенні в реальних середовищах зазнає складних змін. Визначення результатів цієї зміни є основним завданням поляриметрії. Для його вирішення у вигляді математичного формалізму використовують один з двох варіантів матричного аналізу.

[Введіть текст]

Скористаємося варіантом, що базується на застосуванні вектора Стокса і відповідних йому 4×4 матрицях Мюллера, виходячи з тієї обставини, що його компоненти виражаються через безпосередньо вимірювані величини інтенсивності світла. У цьому випадку зв'язок між компонентами вектора вхідного і вихідного випромінювань описується співвідношенням:

$$S_{\text{вих}} = M_n \cdot M_{n-1} \cdot \dots \cdot M_1 \cdot S_{\text{вх}} \quad (1.6),$$

де M_n, M_{n-1}, \dots, M_1 матриці Мюллера елементів схеми в порядку проходження через них випромінювання. Будемо розглядати перетворення поляризації випромінювання при його проходженні крізь динамічний аналізатор, що складається з модулятора і поляризатора. Скористаємося табличними значеннями матриць Мюллера для ідеального лінійного поляризатора і фазової пластинки в загальному вигляді [23]. Для лінійного поляризатора:

$$M_{\Pi} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & C_2 & S_2 & 0 \\ C_2 & C_2^2 & C_2 S_2 & 0 \\ S_2 & C_2 S_2 & S_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

(1.7),

а для фазової пластинки:

$$M_M = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_2^2 + S_2^2 \beta & C_2 S_2 (1 - \beta) & -S_2 \mu \\ 0 & C_2 S_2 (1 - \beta) & S_2^2 + C_2^2 \beta & C_2 \mu \\ 0 & S_2 \mu & -C_2 \mu & \beta \end{bmatrix} \quad (1.8)$$

де $C_2 = \cos 2\theta$, $S_2 = \sin 2\theta$, θ - кут орієнтації площини пропускання поляризатора або швидкої осі фазової пластинки (наприклад ОХ) щодо лабораторних координат, що визначаються оптичною віссю зразка; $\beta = \cos \delta$, $\mu = \sin \delta$, δ - різниця фаз, що набігає при проходженні світла крізь фазову пластинку (в разі модулятора це величина, яка динамічно змінюється), $\delta = \delta_0 \sin(\omega t)$, де ω власна частота модулятора. У свою чергу значення δ_0 є фазовою затримкою, що дорівнює $\pi/2$ або π в залежності від вимоги поставленої задачі і встановлюється напругою [Введіть текст]

живлення кварцового резонатора. Врахуємо, що з усіх можливих азимутальних положень модулятора оптимальними (використаними у дослідах) є тільки два, а саме, коли він орієнтований під кутом $\theta = 0^0$, або $\pi/4$ відносно лабораторних координат. Також врахуємо, що в задачах, умови яких вимагають поєднання модулятора і встановленого за ним поляризатора, саме кут між площиною пропускання поляризатора і однією з осей фазової пластинки-модулятора має бути фіксованим при необхідному деколи обертанні модулятора і дорівнювати $\pm\pi/4$. Отже компоненти матриць C_2 і S_2 будуть мати фіксовані значення 0 або ± 1 в кожному конкретному випадку.

Розглянемо спочатку окремі випадки, коли світло, яке виходить із зразка, є лінійно або циркулярно поляризованим, а потім загальний випадок еліптично поляризованого світла та покажемо, що за допомогою використання модулятора поляризації можна отримати сигнали пропорційні кожній з компонент вектора Стокса.

При поширенні на модулятор циркулярно поляризованого світла з компонентами вектора Стокса $S = \{I \ 0 \ 0 \ V\}$, ($V = 1$) його азимутальне положення може бути довільним, візьмемо $\theta = 0^0$. Тоді після проходження модулятора світло буде виражатися вектором:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \beta & \mu \\ 0 & 0 & -\mu & \beta \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ 0 \\ \mu V \\ \beta V \end{bmatrix}$$

(1.9)

Потім світло проходить крізь поляризатор, який розташований, як уже зазначалося, під кутом $\pm\pi/4$ щодо модулятора. В даному випадку візьмемо $\theta=45^0$, тоді світло на виході із модулятора описується вектором Стокса наступного вигляду:

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I \\ 0 \\ \mu V \\ \beta V \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} I + \mu V \\ 0 \\ I + \mu V \\ 0 \end{bmatrix}$$

(1.10).

Як добре відомо, перша компонента вектора Стокса визначає повну інтенсивність світлової хвилі, отже, розписавши μ можна визначити інтенсивність падаючого на фотодетектор випромінювання у вигляді:

$$I_{\text{вих}} = (1/2) * [I_0 + V \sin(\delta_0 \sin(\omega t))] \quad (1.11).$$

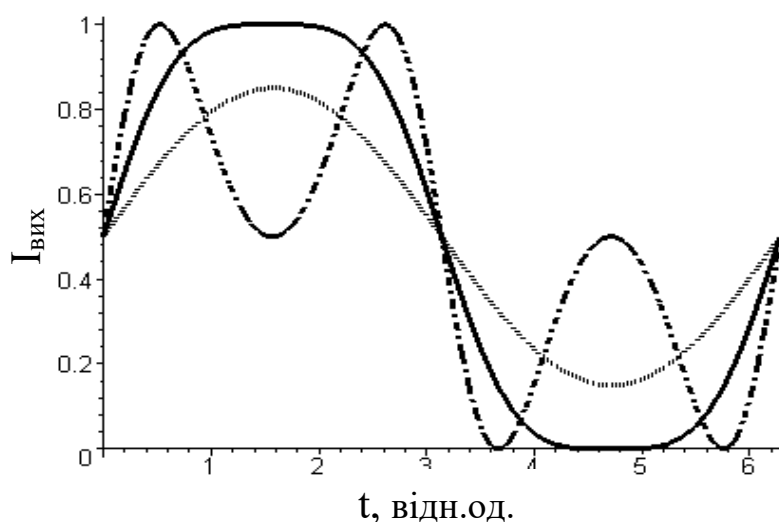


Рисунок. 1.5 - Розраховані відповідно до (1.11) інтенсивності $I_{\text{вих}}$ циркулярно поляризованого у початковому стані випромінювання, що пройшло крізь модулятор і поляризатор протягом одного періоду модуляції при двох умовах глибини модуляції: $\delta_0 = \pi$ та $\delta_0 = \pi/2$, штрихова та суцільна відповідно.

На рис. 1.5 показано, як в цьому випадку змінюється інтенсивність $I_{\text{вих}}$ світла, що пройшло модулятор і поляризатор протягом одного періоду його роботи в умовах чверть хвильової $\delta_0 = \pi/2$ – (штрихова лінія) та півхвильової (суцільна) фазової пластинки-модулятора. Видно, що вже при величині модулюючого аргументу $\delta_0 = \pi/2$ контур характеристики вихідної інтенсивності

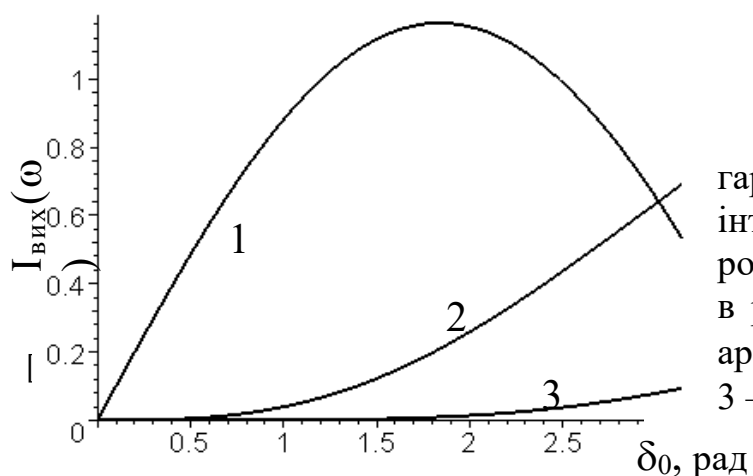


Рисунок. 1.6 - Залежності гармонічних складових інтенсивності $I_{\text{вих}}$, отриманих розкладанням співвідношення (1.11) в ряд, від величини модульованого аргументу δ_0 ; 1 - $\sin(\omega t)$, 2 - $\sin(2\omega t)$, 3 - $\sin(3\omega t)$

помітно відрізняється від гармонічного закону, а при $\delta_0 = \pi$ внесок гармоніки на подвійній частоті 2ω досягає амплітуди сигналу на частоті ω модуляції. Про це свідчить рис. 1.6, на якому представлені перші три члени розкладання рівняння (1.11) в залежності від величини модульованого аргументу δ_0 . З нього можна зробити висновок, що умовою для оптимальної реєстрації циркулярної компоненти випромінювання має бути глибина модуляції $\delta_0 \approx 1,57$ рад. Однак при цьому має бути відповідна селекція реєстраційної техніки для відмежування сигналів від вищих гармонік.

Тепер розглянемо випадок, коли із зразка виходить лінійно поляризоване випромінювання. За умови величини кута між азимутом поля хвилі і осями модулятора 45° лінійно поляризоване світло перетворюється в циркулярне (при $\delta_0 = \pi/2$), або також в лінійне, але азимутом поля хвилі, що на $\pm 90^\circ$ відрізняється від вхідного випромінювання (при $\delta_0 = \pi$). Матричний розрахунок з вектором Стокса вихідного стану випромінювання у вигляді $S = \{I \ 0 \ U \ 0\}$ дає таку інтенсивність світла, що пройшло динамічний аналізатор:

$$I_{\text{вих}} = (1/2) * [I_0 + U \cos(\delta_0 \sin(\omega t))] \quad (1.12).$$

Рис. 1.6 демонструє зміну інтенсивності падаючого в цьому випадку на фотодетектор світла за один період роботи модулятора у двох варіантах: в чвертьхвильовому режимі зрушення фаз модуляційної пластинки $\delta_0 = \pi/2$ – штрихова лінія та у півхвильовому режимі $\delta_0 = \pi$ – суцільна. Варто звернути увагу на те, що контур суцільної кривої має ознаки відхилення від гармонічної функції за рахунок

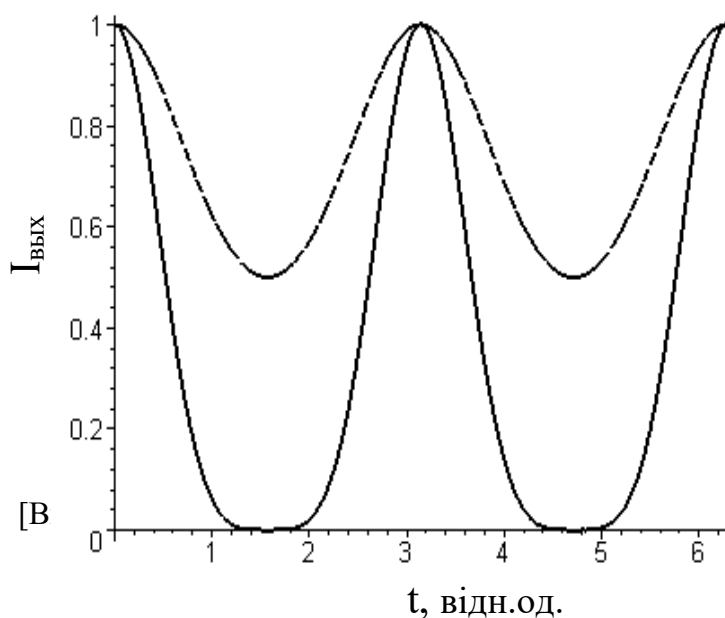


Рисунок 1.7 - Розраховані відповідно до (1.12) інтенсивності $I_{\text{вих}}$ лінійно поляризованого в початковому стані світла, що пройшло модулятор і поляризатор, на протязі одного періоду модуляції в режимі глибини модуляції $\delta_0 = \pi/2$ – штрихова та $\delta_0 = \pi$ – суцільна.

появи компоненти на частоті 3ω згідно з властивостями функцій Бесселя. Отриманий результат має важливе практичне значення, яке полягає у тому, що за допомогою модуляції поляризації з виконанням зазначених умов за певної глибини модуляції та відповідного азимутального налаштування поляризаційних елементів стає можливим розкласти еліптично поляризовану хвилю на дві складові. Одна з них реєструється на частоті модуляції ω – циркулярна, а друга на подвійній частоті 2ω – лінійна.

Отримані результати є формальним відображенням процесу еволюції станів поляризації, отриманих шляхом послідовної їх фіксації на протязі одного періоду модуляції (рис.1.3) в певні характерні моменти функціонування модулятора, який у сукупності з лінійним поляризатором виконує роль компонентного аналізатора.

Використання прийомів матричної оптики ефективно також в аналізі загального випадку - із зразка виходить еліптично поляризоване світло з вектором Стокса: $S = \{I \ Q \ U \ V\}$. У даній ситуації азимутальне положення динамічного аналізатора має дуже велике значення. Якщо для модулятора $\theta = 0^0$, а для поляризатора відповідно $\theta=45^0$, то в результаті добутку матриць поляризатора (7) та модулятора (8) на вектор Стокса отримуємо:

$$I_{\text{вих}} = (1/2)*[I_0+U\cos(\delta_0\sin(\omega t))+V\sin(\delta_0\sin(\omega t))] \quad (1.13).$$

Як видно з виразу (1.13), в описаному випадку Q компонента вектора Стокса, що збігається з однією з осей модулятора, не модулюється та не дає внеску у сигнал. Очевидно, що для того, щоб зареєструвати Q компоненту необхідно динамічний аналізатор повернути на кут $\theta=\pm 45^0$. Тоді при тому ж стані поляризації світла, що вийшло із зразка, $S = \{I \ Q \ U \ V\}$:

$$I_{\text{вих}} = (1/2)*[I_0+Q\cos(\delta_0\sin(\omega t))+V\sin(\delta_0\sin(\omega t))] \quad (1.14).$$

У цьому випадку U компонента вектора Стокса збігається з віссю модулятора, тому вирази (1.13) та (1.14) відрізняються лише заміною компоненти U на Q у другому доданку.

В усіх розглянутих випадках взаємні розташування фотопружного модулятора та поляризатора спеціально підбиралися таким чином, щоб в виразах [Введіть текст]

для випромінювання, що спрямовано на фотодетектор, фігурувала сума. Зі значень матриць Мюллера очевидно, що при повороті поляризатора на 90^0 замість суми вийде різниця, однак це не вплине на величину інтенсивності, яка завжди є додатного знаку, зміниться лише знак фази сигналу фотодетектора на протилежний.

Викладене вище дозволяє зробити декілька висновків. Перш за все, із загальному випадку еліптично поляризованого світла легко за допомогою методів модуляційної поляриметрії виділити сигнали, що залежать від величин кожної з компонент вектора Стокса. Так сигнал, який визначається циркулярною компонентою V , реєструється на частоті резонатора, а сигнал, залежний від лінійної - на подвійній. Сигнали ж лінійних компонент Q і U розділяються азимутальним положенням модулятора. Та з лінійних компонент, площина поляризації якої збігається з будь-якою віссю модулятора, є власною поляризацією і не перетворюється модулятором, отже, не дає внеску до змінного сигналу.

Крім того, при реєстрації інтенсивності циркулярно поляризованого світла робота модулятора в півхвильовому режимі не вигідна. В цьому випадку в результаті перевищення глибини модуляції виникає сигнал, що містить вищі гармоніки. При цьому в інтенсивності світла, що описується виразом (1.11), цей сигнал є компонентою, що спотворює гармонійну (з частотою ω) залежність (рис. 1.4, штрихована лінія). А ось при реєстрації лінійно поляризованого випромінювання потрібен півхвильовий режим роботи модулятора, бо, як видно з рис. 1.6, в цьому випадку корисний сигнал збільшується. Експериментальні випробування модулятора поляризації підтвердили кількісно та якісно результати розрахунку. При цьому була оцінена виявна здатність вимірної установки по відношенню до величини анізотропії, що виражається в одиницях відносного значення показника заломлення та дорівнює $\Delta n/n = 10^{-8}$. Фізичною ілюстрацією такої величини може бути те, що деформація кристалу від власної ваги в гравітаційному полі Землі стає доступною для вимірювань за допомогою

[Введіть текст]

стандартної апаратури. У цьому факті немає перебільшення, бо він є результатом того, що кожна компонента вектора Стокса вимірюється окремо. Цією обставиною представлений принцип вимірювання параметрів Стокса відрізняється від викладеного у [24], згідно якого проводиться практично одночасне вимірювання всіх чотирьох компонент вектора Стокса. Але втрата переваги одночасності компенсується глибиною виявної здатності пристроїв на основі модуляційної поляриметрії до малих значень параметрів анізотропії. Це створює фізико-технічні основи для розроблення унікальних пристроїв діагностики однорідного складу речовин, зокрема напівпровідникових кристалів і структур. Поєднання в них великого діапазону зміни сигналу та високої просторової роздільної здатності (близько 5 мкм) зробило їх перспективними для дослідження або ступеня однорідності, або наслідків технологічних процесів при виробництві приладів напівпровідникової та оптоелектроніки.

2. Модуляційна Стокс-поляриметрія в реальності.

2.1. Функціонування оптичної схеми за участю фотопружного модулятора поляризації.

Класична оптико-поляриметрична схема для вимірювання величин та просторових конфігурацій напружень при моделюванні складних деталей та технічних конструкцій міститься практично у кожному підручнику з оптики [25], спеціалізованих [16,17,26] та оригінальних [15] монографіях. Обов'язковими елементами такої схеми є джерело світла, два орієнтовані навхрест лінійних поляризатори із досліджуваним об'єктом поміж ними та екран (фотодетектор у сучасному вигляді). На протязі двох століть цей принцип у своєму розвитку став основою різноманітних варіантів оптичних схем. Вони вдосконалювались в напрямках: реєстрація випромінювання - в підвищенні швидкодії та матричної просторової здатності; дискретний фотоприймач з селективним синхронно-фазовим електронним підсиленням; джерела світла – лазер для строкового розгортання та кінетики або монохроматор для спектроскопії. Однак всім варіантам був властивий недолік, пов'язаний із наявністю частково [Введіть текст]

неполяризованого світла. Наявність неполяризованої компоненти у складі випромінювання, реєстрація якого зазвичай здійснюється його модуляцією, вносить в отриманий результат похибку, що не пов'язана з анізотропією досліджуваного матеріалу.

Позбутися цього обмеження можливо тільки єдиним шляхом - модуляцією поляризації. Перші спроби її здійснення відбулися шляхом обертання лінійного поляризатора [26]. Цей метод ґрунтується на законі Малюса, згідно з яким поляризатор, що обертається з певною частотою, гармонічно змінює у просторі азимут лінійно поляризованого випромінювання. Методу властива висока чутливість та лінійний зв'язок величини двоприменезаломлення (при малих його величинах) із сигналом, що реєструється. Відзначається, що при невисоких вимогах до якості поляризаторів існує можливість визначати в кожній точці одночасно компоненти напруг σ_x і σ_y та величини їхніх різниці. Однак оптична недосконалість кристалічних поляризаторів не відповідала вимогам поляриметричних досліджень. Проте цими роботами було започатковано сучасну модуляційну Стокс-поляриметрію, що ґрунтується на двох фізичних обставинах. Перша із них полягає у тому, що позбавлення у зареєстрованому сигналі компоненти, пов'язаної з неполяризованим світлом принципово збільшує динамічний діапазон вимірюваної величини анізотропії та пов'язаних із нею ефектів на декілька порядків. Друга обставина міститься у аналітичній здатності поляризаційної модуляції. Оскільки за її допомогою стає можливим розкладання еліптично в загальному випадку поляризованого випромінювання на складові – лінійну та циркулярну компоненти, то цим самим реалізується принцип вимірювання «від нуля» та досягається рекордна на світовому рівні чутливість реєстрації змін діелектричних властивостей, чи фізичних полів, що їх зумовлюють.

На рис. 2.1 зображена оптична схема у якій на відміну від традиційних використано модуляцію стану поляризації динамічною фазовою пластинкою.

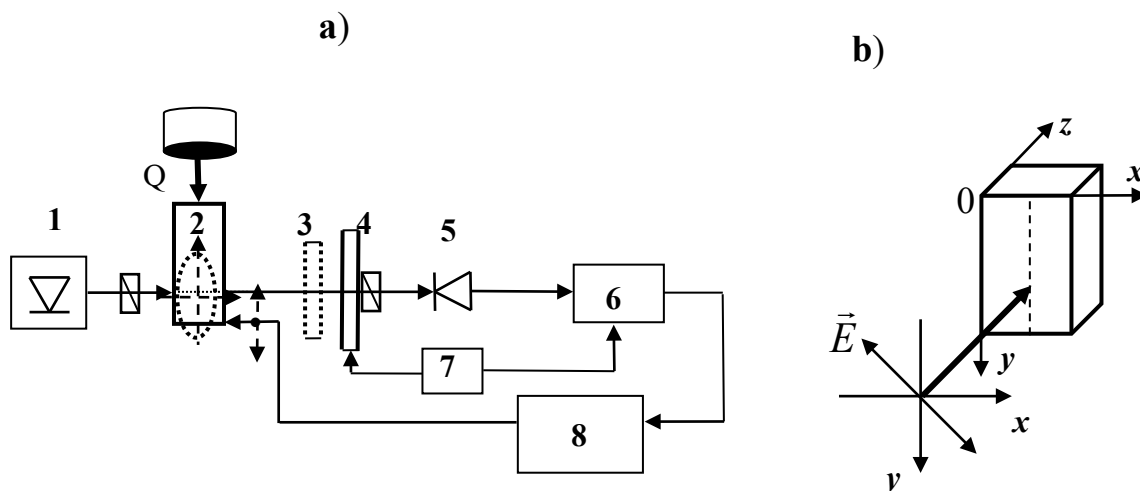


Рисунок. 2.1 - Оптична схема для спостереження ефекту Брюстера - а) та геометрія дослідів б). 1 – лазер або монохроматор; 2 – зразок під дією теплового випромінювання Q; 3 – фазова пластинка; 4 – блок модулятора поляризації та лінійного поляризатора (призма Глана); 5 - фотодетектор; 6 – інтерфейс; 7 – живлення модулятора; 8 – переміщення зразка; б) \vec{E} – азимут електричного поля зондуючої хвилі

Функціонування дослідної установки на її основі розглядається на прикладі зразка, електрична анізотропія якого зумовлена тепловим потоком від джерела випромінювання. Оптична індикатриса внаслідок цієї дії приймає вигляд, зображений на тлі зразка штриховим еліпсом, оптична вісь якого орієнтована в напрямку вектора сили стискування. Лінійно поляризоване випромінювання, азимут поля якого складає кут $\pm 45^\circ$, при поширенні крізь зразок у загальному випадку стає еліптично поляризованим. Частина інтенсивності його циркулярної компоненти та частина лінійної, що може збігатися з азимутом поляризатора, досягають фотодетектора і стають мірою анізотропії чи фізичної дії у лінійному зв'язку. Це відбувається завдяки того, що між ортогональними компонентами лінійно поляризованого випромінювання набігає різниця фаз за рахунок різних величин показників заломлення n_x вздовж та n_y поперек оптичної вісі зразка. Вказана різниця фаз описується рівнянням [27]

$$\Delta\varphi = 2\pi \cdot (d/\lambda) \cdot (\Delta n). \quad (1.15).$$

[Введіть текст]

Коли розмір зразка d в напрямку розповсюдження світла та величина його анізотропії $n_x - n_y$ в добутку дадуть величину $\Delta\varphi = \pi$, стан поляризації світла приймає азимут, що відрізняється від вхідного стану кутом в 90° . Наслідком цього є умова повного пропускання світла другим поляризатором та поява максимального електричного сигналу на фотодетекторі.

Ефект штучного лінійного двопронезаломлення (ефект Брюстера в зарубіжних публікаціях) зайняв місце в системі поляризаційних ефектів під назвою фотопружний ефект. У наступні майже 100 років було виявлено за аналогією з ефектом Брюстера низку ефектів штучної лінійної, а потім і циркулярної анізотропії, походження яких зумовлено дією фізичних полів - електричного, магнітного, температурного. Таким чином утворилася сукупність ефектів, що виникають в прозорих чи напівпрозорих речовинах, у яких анізотропія діелектричних властивостей є природного чи штучного походження. Цю сукупність за ознакою різного впливу середовища на лінійну чи циркулярну поляризацію хвилі є підстави розділити на такі дві групи:

- ефекти подвійного лінійного променезаломлення – різниця показників заломлення в напрямку ортогональних компонент поля лінійно поляризованої хвилі: ефект Максвелла – (1873-74 р.); ефект Керра – (1875 р.); ефект Поккельса – (1894 р.); ефект Коттона-Мутона (ефект Фохта) – (1907р.). До цього переліку не можна не додати ефект термофотопружності [28] – (1822 р.), який не іменується, але є чи найбільш поширеним у природі;

- ефекти подвійного циркулярного променезаломлення – різниця показників заломлення між ортогональними компонентами циркулярно поляризованої хвилі: ефекти Фарадея – (1845 р.), Зеємана (1896), оптична активність біологічних середовищ та енантіоморфних кристалів.

Кожна із цих груп на підставі різниці показників поглинання (явище дихроїзму) поділяється у свою чергу ще на дві підгрупи. Таким чином всі відомі поляризаційні ефекти були узагальнені за двома крайніми станами поляризації (лінійна та циркулярна), а також двома компонентами комплексного показника

заломлення (ступеню прозорості та показника заломлення середовища) та зведені в струнку та продуктивну систему [29]. Її структуру у вигляді розгалуженої сітки показано на рис. 1.8. В дійсності ця система може займати в загальному випадку трьохкоординатний простір завдяки поперечним зв'язкам її елементів. Наприклад, ефекти лінійного та циркулярного двопронезаломлення та дихроїзму можуть мати одночасно місце в деяких комбінаціях. Продуктивність цієї системи беззаперечна не тільки у тому, що вона охоплює множину та розуміння співіснування ефектів різної природи, а дає можливість конструювати та передбачати виникнення та пошук та не виявлених ефектів.

2.2. Модуляційна поляриметрія радіаційної фотопружності.

Природа радіаційного нагріву, як одного з трьох механізмів теплопередачі, а також проблема застосування його в завданнях нагріву або в загальному випадку теплообміну в твердих тілах здавна перебувають під пильною увагою наукових і конструкторсько-технологічних інституцій. Підставою такого інтересу служить як загальна поширеність цього явища, і повсюдне його практичне використання під час вирішення безлічі завдань. Їх спектр характеризується широтою, що тягнеться від побутових [30] до космічних застосувань [31]. Мабуть остання обставина стала причиною того, що зміст терміна «радіаційне» нагрівання охоплює кількість дослідницьких робіт, винаходів і конструкцій, що не піддається переліку, в основному матеріалознавчого або технологічного характеру, в яких використовуються випромінювання в діапазоні від корпускулярних до НВЧ. Особливістю цього переліку є те, що він складається в основному з робіт [32-34], що використовують радіаційне сильне, надшвидкодійне або обидва одночасно опромінення об'єкту дослідження або його обробки. З цього приводу в [35] зазначено, що локальність і швидкоплинність лазерного нагріву ускладнює отримання достовірної інформації про процеси теплопередачі та індуковані нею ефекти існуючими експериментальними методами. У зв'язку з цим особливе значення набуває створення математичних

[Введіть текст]

моделей та відповідних розрахункових методів. Докладний огляд робіт [36] з цього питання містить вичерпну інформацію про сучасний стан проблеми, з якого, однак, випливають суперечливі висновки

По-перше, досягнення математичних прийомів і моделювання дозволяють описувати просторово-часовий процес радіаційного нагрівання речовини системою взаємопов'язаних нелінійних рівнянь, оскільки електрофізичні, пружні та теплові параметри речовини змінюються під впливом найсильніших впливів, що використовуються. Вирішення цієї задачі, особливо у разі її пов'язаності, можливе виключно наближеними методами із застосуванням сучасної техніки чисельного розв'язання задач математичної фізики. Облік зазначених чинників поруч із підвищенням точності одержуваних результатів призводить також до ускладнення математичних моделей, які стають нелінійними. У результаті складність таких теорій обмежує їхнє застосування.

По-друге, кількість експериментальних робіт, які б супроводжувалися узгодженими результатами теоретичних розрахунків, з деяких причин поступається кількістю модельних уявлень. І це незважаючи на те, що для детектування термопружності, індукованої неоднорідним розігрівом речовини, використовується безліч методів, перелік яких викладено у [37]. Мабуть в умовах радіаційного нагріву перепад температур, що виникає, на кінцях зразка, або в загальному випадку в його об'ємі виявляється недостатнім для детектування термопружності зазначеними методами. Адже саме ця умова, за якої оптичні та механічні константи речовини, залишаючись практично незмінними, дозволяє отримувати коректні аналітичні рішення [38], які за логікою пізнання мали би попередниками згаданими раніше. Такого типу результат, що свідчить про важливість проблеми радіаційного нагрівання прозорих матеріалів, наведено у роботі [39]. Зроблений у ній висновок про динаміку індукованої термопружності в просторі має всі підстави бути відтвореним на експерименті. Саме ця обставина стала метою даного дослідження.

2.3. Деякі особливості експерименту.

Явищем радіаційної термопружності в даному випадку розуміється в часі та просторі величина механічної напруги у твердому тілі індуковані тепловим випромінюванням від нагрітого тіла, зокрема, абсолютно чорного тіла. Для цього джерелом випромінювання буде використаний стандартний прилад, призначений для калібрування тепловізорів за радіаційною температурою ІТО-1, в якому параметри теплового випромінювання визначалися встановленням величини температури випромінювача $T = 40^{\circ}\text{C}$.

Зразком був брусок зі скла ТФ-1, призначеного для виготовлення виробів оптики. Підставою для вибору матеріалу служили: порівняно мале значення коефіцієнта теплопровідності матеріалу надає явищу термопружності малу динаміку теплового потоку, що дозволяє використання методики поляризаційної модуляції, а також оптична та механічна однорідність матеріалу.

Джерелом випромінюваною використано чорне тіло у формі круга, площа якого спів вимірна зі зразком. Зразок у вигляді бруска розміщувався навпроти на відстані 2 см (рис.1a). Виходячи з цього факту визначалися габарити зразка: розмір освітлюваної поверхні (см) $l_x \times l_z = 2 \times 2$ з урахуванням відстані від випромінювача дозволяє забезпечувати умову ближнього світлового поля та, як наслідок, поперечну однорідність радіаційного та теплового потоку у зразку. А його розмір уздовж потоків випромінювання та тепла $l_y = 3$ см (рис.1b) забезпечував помітне поглинання енергії при малих значеннях коефіцієнта поглинання. При скануванні зразка зондувальним променем Для визначення координатної залежності величини напруги у зразку він закріплювався разом з випромінювачем на тому ж рухомому пристрої, що дозволяло зберігати задану відстань між ними при їх переміщенні щодо зондуючого променя. Для зондування використано напівпровідниковий лазер з довжиною хвилі $\lambda = 650$ nm і потужністю ~ 1 mWt, а середній діаметр пучка випромінювання з урахуванням каустики на довжині ходу становив близько 0,5 mm.

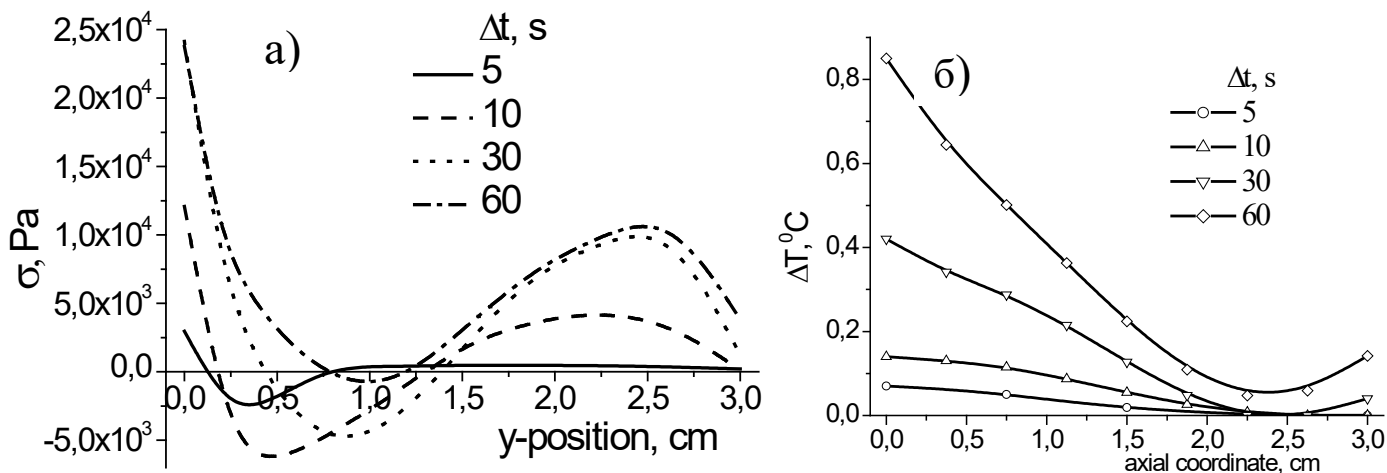


Рисунок. 2.2 - а) - динаміка $\sigma(y)$ в певні інтервали часу при безперервному опроміненні зразка з боку поверхні $y=0$; б) - динаміка величини температури у зразку, що перевищує кімнатну, визначена з кривих рисунку. 2.1

Зразок при вимірах знаходився в середовищі навколишнього повітря при атмосферному тиску і в умовах природної конвекції. Остання обставина спричиняла нестабільність повітряних потоків в оточенні зразка та появи низькочастотних флуктуацій сигналу фотодетектора. Уникнути цієї перешкоди

2.4. Результати вимірювань та їх обговорення.

Слід зазначити, що реальні речовини практично завжди містять неконтрольовані неоднорідності різного походження і пов'язані з ними залишкові внутрішні напруження довільних величин і знаків (заморожена термопружність [18]). Як виявилось, оптична досконалість матеріалу зразка є відносною, бо при його детектуванні використовуваною вимірювальною системою виникає певний сигнал фотодіода без зовнішніх впливів. За наявності термопружності в даному випадку через зовнішню причину вимірюваний сигнал у першому наближенні є суперпозицією двох складових. Тому координатні залежності напруги теплового походження, наведені на рис.2.2, були отримані як результат віднімання з характеристик зразка, виміряних за наявності нагріву $\sigma_T(y)$ залежностей $\sigma_0(y)$ у вихідному стані. До цього слід додати, що корисний сигнал не набагато

[Введіть текст]

перевищував залишковий, але кожен із них перевищував рівень перешкод на порядок, що забезпечувало достовірність різничної величини.

Звернемо увагу, що позитивний знак кривих відноситься до механічної напруги стискання в напрямку у-осі, що підтверджено додатковим тестом і відповідає фізичній моделі теплового розширення. Відповідно до цієї моделі розширенню більш нагрітого приповерхневого шару перешкоджає сила пружності сусідня більш холодна частина зразка, що розширюється в свою чергу під впливом поверхневого шару. Наведені на рис. 2.б криві можна було б представити як рішення прямої задачі термопружності, яка полягає у встановленні зв'язку між температурними функціями у часі та у просторі зразка та індукованими тепловим потоком напругами. Вирішення цих завдань вимагає спільного розгляду рівняння теплопровідності, що враховує в даному випадку всі три її механізми, та рівняння термопружності. Однак навіть за наявності результату в аналітичному вигляді його застосування завжди обмежуватиметься експериментальною похибкою тих констант (теплопровідності, радіаційної сірості, фотопружності, конвективної тепловіддачі, модуля Юнга та ін.), які використовуються в робочих формулах певної величини.

Тому ми вчинимо іншим чином, основою якого використовуємо співвідношення $\text{div grad}(T) \approx \sigma(y)$. Враховуючи, що права частина співвідношення є результатом, показаним на рис. 2.2.б, стає можливим подвійним графічним інтегруванням цієї функції отримати координатне розподілення температури при виконанні відповідних граничних умов. Одна із них полягає у визначенні величини постійної складової температурної функції, що зникає при її диференціюванні в процесі вирішення прямої задачі термопружності. Для цього методом припасування визначається її така величина, при якій результат, отриманий при операції другого інтегрування, відповідає реальним значенням температури на кінцях зразка. Ці значення, одержувані в даному випадку з вимірювань тепловізором, є другою умовою, необхідною для надання інтегралу певної визначеності.

Результати подвійного графічного інтегрування експериментальних залежностей показано на рис. 2.2(б), з якого випливає кілька висновків. Насамперед, кожен із екстремумів на кривих рис. 3 визначається відповідною кривизною функцій рис. 2.2(а), як і має бути внаслідок використаних процедур. Цим фактом радіаційна термопружність відрізняється від свого аналога, індукованого контактним нагріванням [19], за якого координатна функція температури в однорідній речовині є монотонною і має вигляд однозначної експоненти. Далі, на тлі температурної динаміки радіаційного походження значною мірою проявляється кондуктивна компонента, що є причиною уповільненої зміни величини деформації та підвищення температури вздовж поширення теплового потоку. Про характер теплового потоку дифузійної природи також свідчить рух вздовж у-осі екстремуму негативного знака кривих рис. 2.2(а), походження яких пов'язане з точкою максимальної кривизни температурної функції. Крім того, є внутрішня радіаційна теплопередача, що виявляється у випередженні теплопровідного потоку тим, що у нижнього торця з часом виникає градієнт температури протилежного знака (підвищена температура краю зразка) за рахунок внутрішнього відбивання випромінювання від полірованої поверхні.

3. Методика експерименту

Під явищем радіаційної термопружності ми в даному випадку розумітимемо зміни в часі та просторі величини механічних напруг у твердому тілі, індуковані тепловим випромінюванням, що випускається нагрітим тілом, зокрема, абсолютно чорним тілом. Для цього джерелом випромінювання буде використаний стандартний прилад, призначений для калібрування тепловізорів за радіаційною температурою ІТО-1, в якому параметри теплового випромінювання визначалися встановленням величини температури випромінювача $T = 400\text{C}$.

Зразок був брусок, вирізаний зі скла ТФ-1, призначеного для виготовлення виробів оптики. Підставою для вибору матеріалу служили дві рівноцінні обставини: порівняно мале значення коефіцієнта теплопровідності матеріалу надає явищу термопружності таку динаміку теплового потоку, за якої допустимо

використання методики поляризаційної модуляції. Важливими також є його оптична та механічна однорідність. Тому всі поверхні зразка піддавалися поліруванню як заради їх оптичної досконалості, і через мінімізації залишкових напруг, обумовлених поверхневим натягом. Чорне тіло з випромінюваною поверхнею у формі кола з площею, що трохи перевищує розмір торцевої поверхні зразка у вигляді бруска, встановлювалося навпроти його на відстані 2 см (рис.1a).

Виходячи з цього факту визначалися габарити зразка: розмір поверхні, що освітлюється (см) $l_x \times l_z = 2 \times 2$ з урахуванням відстані від випромінювача дозволяє забезпечувати умову ближнього світлового поля і, як наслідок, однорідність радіаційного та теплового потоку у зразку. А його розмір уздовж потоків випромінювання та тепла $l_y = 3$ см (рис.1b) забезпечував помітне поглинання енергії при малих значеннях коефіцієнта поглинання. При скануванні зразка зондувальним променем для визначення координатної залежності величини напруги він закріплювався разом з випромінювачем на тому самому рухомому пристрої, що дозволяло зберігати задану відстань між ними при їх переміщенні щодо зондуючого променя. Як джерело використаний напівпровідниковий лазер з довжиною хвилі $\lambda = 650$ nm і потужністю ≈ 1 mWt, а середній діаметр пучка випромінювання з урахуванням каустики на довжині ходу становив близько 0,5 mm.

Необхідність у поляризаційній модуляції випромінювання обґрунтована наступною обставиною. Справа в тому, що широко застосовуваний метод дослідження пружних напруг у твердому тілі [12] на основі фотопружного ефекту непридатний до вимірювання малих значень напруги. Причина цього полягає у неминучому присутності у випромінюванні неполяризованої компоненти, яка при вимірюваннях, як правило, модуляцією інтенсивності навіть при невеликій її величині створює на фотодетекторі не залежить від деформації (оптичної анізотропії) сигнал. Позбутися цієї перешкоди можна єдиним способом, який міститься у властивості неполяризованого випромінювання не піддаватися дії поляризаційної модуляції. У цьому випадку при вплив поляризаційним

[Введіть текст]

модулятором на світловий потік його неполяризована компонента генерує у фотодетекторі постійний сигнал, який при вимірюванні селективним підсилювачем відокремлюється від змінної, тобто поляризаційної складової. Ускладнення експерименту, викликане даним удосконаленням, з надлишком компенсується, перш за все, розширеним на кілька порядків динамічним діапазоном вимірюваних величин, а також високим ступенем достовірності поляризаційної природи їх походження.

Модулятор поляризації являє собою динамічну фазову пластинку [13], в якій оптична анізотропія стиснення розтягування створюється приєднаним до неї резонатором з кристалічного кварцу. Деякі варіанти застосування МП розглянуті раніше [14]. Там же детально викладено функціонування модулятора, яке згідно з визначенням [15] полягає у такому впливі на електромагнітну хвилю, при якому не змінюється жоден з її параметрів, крім різниці фаз між її ортогональними компонентами. Завдання даного експерименту полягає в реєстрації стану поляризації зондуємого випромінювання, ступінь зміни якого пов'язана з оптичною анізотропією, що виникла внаслідок термопружності. Для цього з викладених [14] міркувань переважним є лінійно поляризоване випромінювання у вихідному стані (поляризатор після лазера служить для «очищення» його випромінювання від інших компонент). Цьому варіанту сприяє те, що орієнтація індикатриси показників заломлення наперед відома, бо її азимутальна орієнтація визначається напрямком теплового потоку. Відповідно до правил анізотропної оптики азимут поля хвилі зондувального випромінювання повинен бути орієнтований так (рис.1b), щоб дві його компоненти E_x і E_y були рівними і паралельними осям зразка, щодо яких тепловим потоком орієнтовані деформації стиснення-розтягування. При такій геометрії досвіду в випромінюванні у міру його поширення крізь зразок утворюється різниця фаз між ортогональними лінійними компонентами, що описується співвідношенням $\Delta = \Delta_x - \Delta_y = 2\Delta(n_x - n_y)d/\lambda$. Тут n_x , n_y – показники заломлення скла вздовж осей оптичної індикатриси зразка, d – його товщина у напрямі поширення зондувального

[Введіть текст]

променя. Наявність зсуву фаз, що лінійно залежить від величини деформації в межах закону Гука, призводить до перетворення випромінювання в загальному випадку в еліптично поляризоване, тобто до виникнення в його складі циркулярної поляризації. Ця складова випромінювання, що з'явилася рахунок зменшення лінійно поляризованої, є мірою деформації з деякими обмеженнями. З кількох можливих варіантів розташування модулятора в оптичних схемах вибираємо той, який відповідає умові задачі. Так, у разі розташування після зразка (рис.1а) він спільно з приєднаним до нього лінійним поляризатором виконує роль динамічного аналізатора стану поляризації випромінювання минулого зразок. Під цією дією мається на увазі розкладання сигналу еліптичної поляризації на лінійну та циркулярну складові. Таким чином, у величині і знаку циркулярної компоненти на виході зі зразка міститься інформація про товщину зразка, величину і знак оптичної анізотропії та деформації. При відомих розмірах зразка величину оптичної анізотропії доречно використовувати як міру механічної напруги. Для цього слід виміряти інтенсивність циркулярно поляризованого випромінювання I_V , яка відповідно до [16] дорівнює $I_V = E_x E_y \sin(\alpha) \sin(\alpha t)$, де α – частота модуляції. З наведеного співвідношення випливає умова $\alpha < 1$, необхідність виконання якої забезпечує метрологічну перевагу циркулярної компоненти в лінійній залежності $\alpha = C \sigma$. Тут доречно відзначити, що зазначена умова добре виконується в експерименті, а коефіцієнт пропорційності C (константа Брюстера) у наведеній залежності визначається додатковим виміром анізотропії стисненого зовнішнім контрольованим зусиллям еквівалентного зразка.

Вимірювалися величини оптичної анізотропії, перераховані в механічну напругу, залежно від часу при фіксованих положеннях зондувального променя в у-координатах, а також їх розподілу вздовж теплового потоку в певні моменти часу. Реєстрація сигналу фотодетектора проводилася lock-in-нановольтметром, в якому значення постійної інтеграції встановлювалося виходячи з певної ієрархії характеристичних часів, що беруть участь у формуванні явища термопружності.

Позитивний знак різниці фаз ортогональних компонентів випромінювання установкою фази опорного сигналу синхронного підсилювача надавався напрузі стиснення вздовж у-координати. Успішному використанню модуляційної методики в реєстрації кінетики об'єктів, що мають за висловом [17] «повільної власної динамікою», сприяла та обставина, яка полягає у її високій частоті. Дійсно, використана частота модуляції 50 кГц сприяє зменшенню перешкод, пов'язаних з природою $1/f$ шуму, а також швидкодії фізичного віднімання різниці фаз ортогональних компонент хвилі, що є умовою виникнення циркулярної поляризації.

Зразок при вимірах знаходився серед навколишнього повітря при атмосферному тиску і в умовах природної конвекції. Остання обставина спричиняла нестабільність повітряних потоків в оточенні зразка та появи низькочастотних флуктуацій сигналу фотодетектора. Уникнути цієї перешкоди вдавалося екранування зразка від нестабільностей конвективних потоків.

На завершення викладу умов експерименту слід зазначити, що у формуванні просторової функції напруги вирішальну роль відіграє співвідношення спектральних діапазонів теплового випромінювання та коефіцієнта поглинання матеріалу зразка. На рис. 3 наведені спектри щільностей випромінювань чорного тіла, з яких випливає, що основна енергія випромінювання, що визначається площею під кривою різницею, знаходиться в діапазоні довжин хвиль $2 \div 20 \mu$.

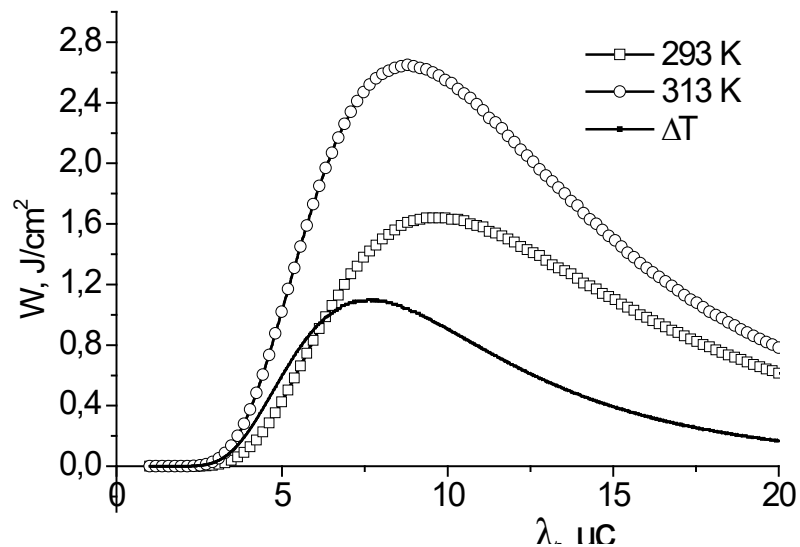


Рисунок. 3 - Спектральні розподіли щільностей випромінювань чорного тіла та досліджуваної моделі при температурах 313 K та 293 K відповідно, а також їх різниці

Зі спектральної характеристики коефіцієнта поглинання використовуваного скла впливає, що умова прозорості зразка $\alpha d \ll 1$ (d – розмір зразка в напрямку поширення випромінювання) закінчується при $\lambda \approx 2 \mu\text{m}$. Враховуючи, що за $\lambda > 2 \mu\text{m}$ параметр $\alpha(\lambda)$ зростає до більших значень, можна вважати, що умова сильного поглинання в досліджуваній речовині виконується у всьому діапазоні довжин хвиль, що випромінюються чорним тілом.

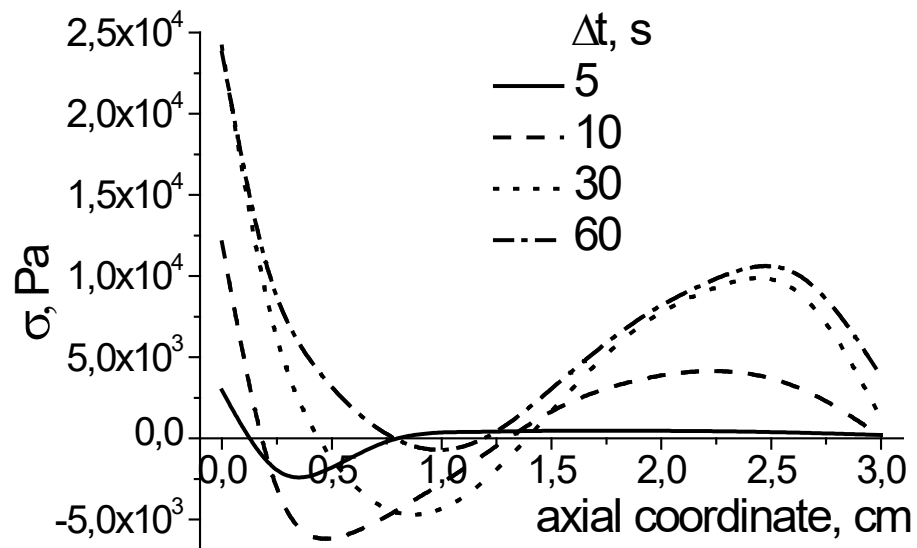
3.1 Результати вимірювань та їх обговорення.

Зазначимо, перш за все, що реальні речовини практично завжди містять неконтрольовані неоднорідності різного походження і пов'язані з ними залишкові внутрішні напруження довільних величин і знаків (заморожена термопружність [18]). Як виявилось, оптична досконалість матеріалу зразка є відносним, бо при його детектуванні використовуваної вимірювальною системою виникає відповідний сигнал фотодіода без зовнішніх впливів. За наявності термопружності в даному випадку через зовнішню причину вимірюваний сигнал у першому наближенні є суперпозицією двох складових. Тому координатні [Введіть текст]

залежності напруги теплового походження, наведені на рис.3, були отримані як результат віднімання з характеристик зразка, виміряних за наявності нагріву $\sigma T(y)$ залежностей $\sigma_0(y)$ у вихідному стані. До цього слід додати, що корисний сигнал не набагато перевищував залишковий, але кожен із них перевищував рівень перешкод на порядок, що забезпечувало достовірність різницевої величини.

Ще раз звернемо увагу, що позитивний знак кривих відноситься до механічної напруги стиснення в напрямку у-осі, що підтверджено додатковим тестом і відповідає фізичній моделі теплового розширення. Відповідно до цієї моделі розширення більш нагрітого приповерхневого шару перешкоджає силами пружності сусідня більш холодна частина зразка, що розширюється в свою чергу під впливом поверхневого шару. Наведені на рис. 3 криві можна було б представити як рішення прямої задачі термопружності, яка полягає у встановленні зв'язку між температурними функціями у часі та у просторі зразка та індукованими тепловим потоком напругами. Вирішення цих завдань вимагає спільного розгляду рівняння теплопровідності, що враховує в даному випадку всі три її механізми, та рівняння термопружності. Однак навіть за наявності результату в аналітичному вигляді його застосування завжди обмежуватиметься експериментальною похибкою тих констант (теплопровідності, радіаційної сірості, фотопружності, конвективної тепловіддачі, модуля Юнга та ін.), які використовуються в робочих формулах.

Тому ми вчинимо іншим чином, основою якого використовуємо співвідношення $\text{div grad}(T) \approx \sigma(y)$. Враховуючи, що права частина є результатом, показаним на рис. 3.1,



Риснок 3.1 - Динаміка $\sigma(y)$ у певні інтервали часу за безперервного опромінення зразка з боку поверхні $y=0$

є можливим подвійним графічним інтегруванням цієї функції отримати координатне розподілення температури при виконанні відповідних граничних умов. Одне полягає у визначенні величини постійної складової температурної функції, що зникає при її диференціюванні у процесі вирішення прямої задачі термопружності. Для цього методом припасування визначається її така величина, при якій результат, отриманий при операції другого інтегрування, відповідає реальним значенням температури на кінцях зразка. Ці значення, одержувані в даному випадку з вимірювань тепловізором, є другою умовою, необхідною для надання інтегралу певної властивості.

Результати подвійного графічного інтегрування експериментальних залежностей показано на рис. 4,

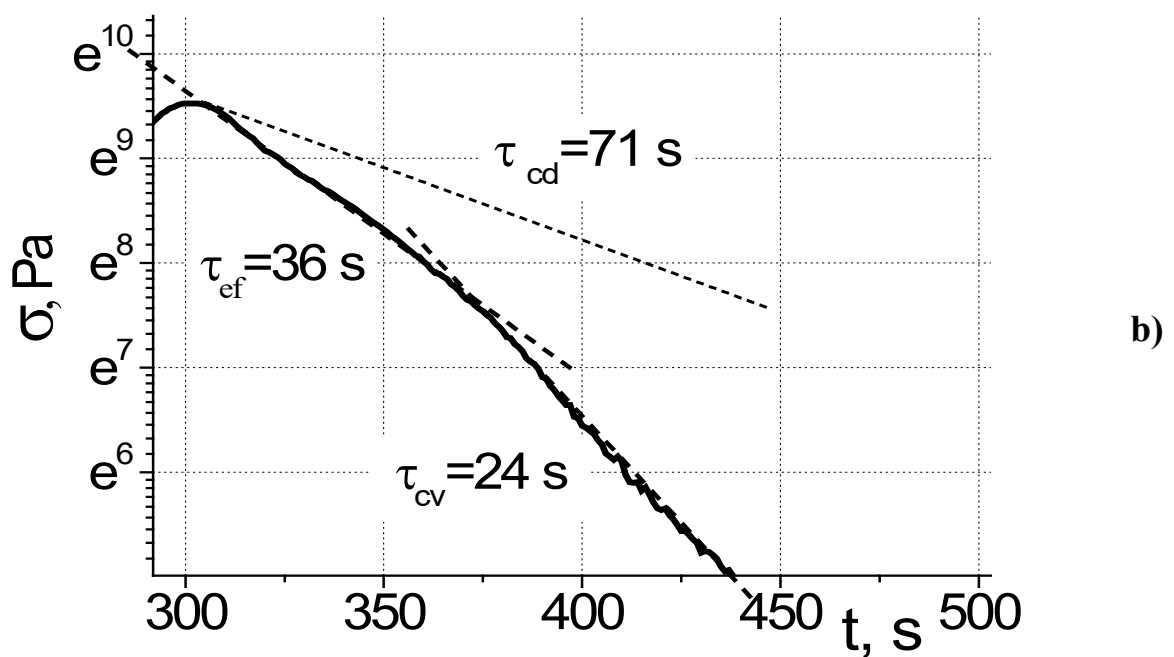
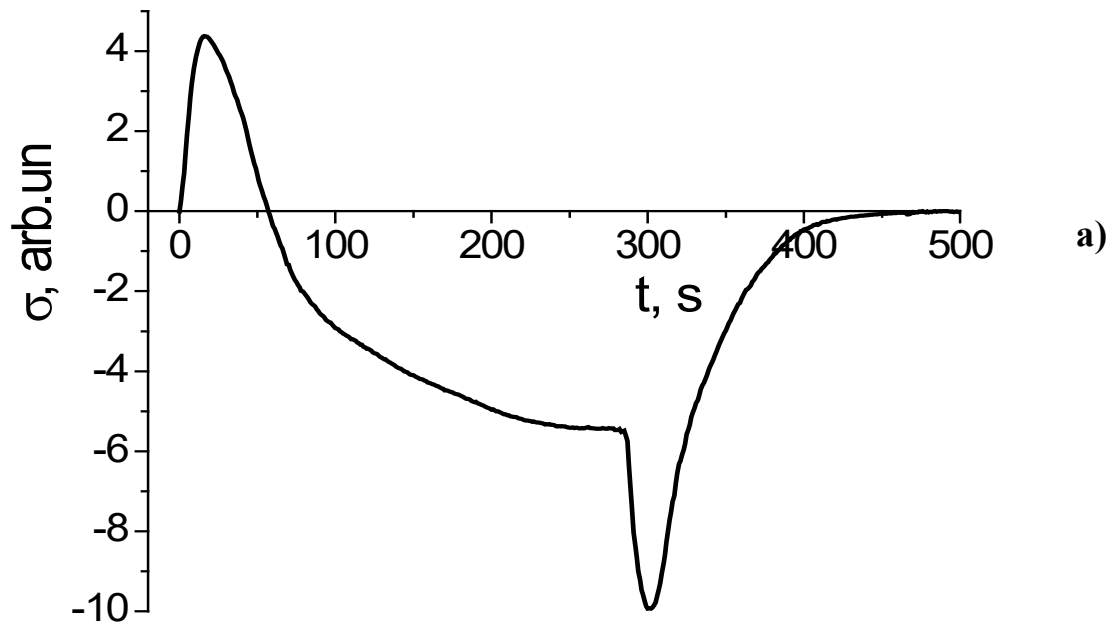


Рисунок 4. - Динаміка величини температури у зразку, що перевищує кімнатну, визначена з кривих рис. 3

з якого випливає кілька висновків. Насамперед, кожен із екстремумів на кривих рис. 3 відбивається відповідною кривизною функцій рис. 4, як і має бути внаслідок використаних процедур. Цим фактом радіаційна термопружність відрізняється від аналога, індукованого контактним нагріванням [19], при якому координатна функція температури в однорідній речовині є монотонною і має вигляд однозначної експоненти. Далі, на тлі температурної динаміки радіаційного походження значною мірою проявляється кондуктивна компонента, що є причиною уповільненої зміни величини деформації та підвищення температури вздовж поширення теплового потоку. Про характер теплового потоку дифузійної природи також свідчить рух вздовж у-осі екстремуму негативного знака кривих рис. 3 походження яких пов'язане з точкою максимальної кривизни температурної функції. Крім того, є внутрішня радіаційна теплопередача, що виявляється в випередженні теплопровідного потоку тим, що у нижнього торця з часом виникає градієнт температури протилежного знака (підвищена температура краю зразка) за рахунок внутрішнього відображення випромінювання від полірованої поверхні.

Спільне прояв кондуктивної, радіаційної та конвективної компонент теплопередачі спостерігається в кінетиці механічної напруги, що фіксується в положенні зондувального променя $y = 0.3$ см. На рисунку 5а

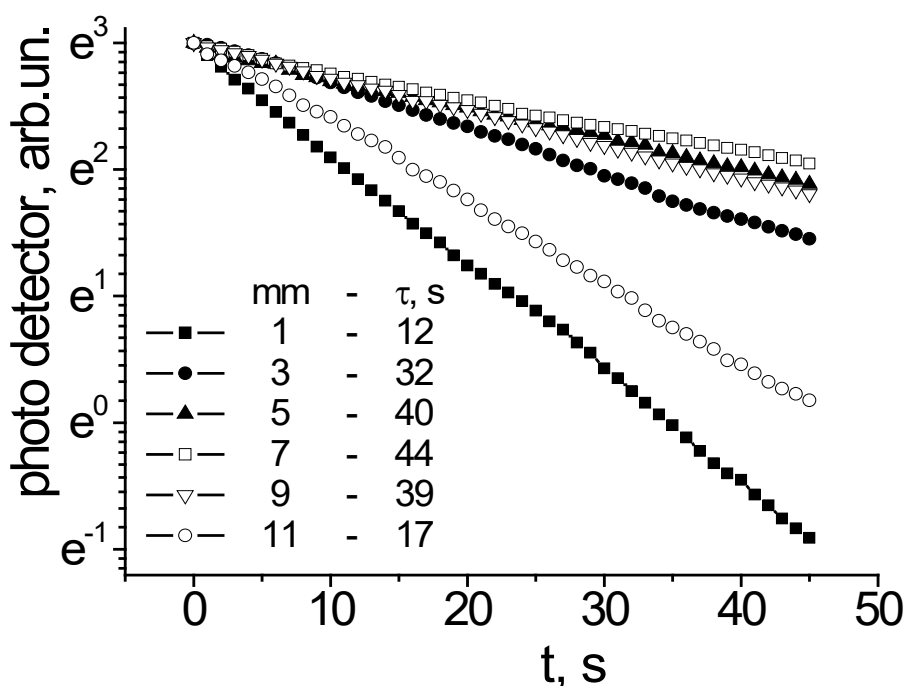


Рисунок 5. - Кінетика $\sigma(t)$, що реєструється зондуєчим променем у положенні $y = 0,3$ см при впливі чорного тіла протягом $t = 0 \div 280$ s та за його відсутності $t > 280$ s – (a); частина кривої $\sigma(t)$ при $t > 280$ s у напівлогарифмічних координатах – (b)

показано зміну величини напруги при безперервному випромінюванні постійної інтенсивності протягом часу, необхідного для стану теплових потоків, а також релаксація напруги при природному охолодженні зразка. Свідченням участі всіх трьох механізмів теплопередачі є не лише асиметрія частин залежності $\sigma(t)$, що характеризують процеси нагрівання та охолодження, а й їхні параметри. Так, аналіз залежності прямого процесу показав, що його неможливо виразити елементарними функціями, особливо на ділянці зростання напруги від нуля до першого екстремуму. Мабуть причиною цього є співвідношення інтенсивностей всіх трьох механізмів, що змінюється в часі, з урахуванням що бере участь у тепловому балансі конвективної складової. Інша справа з тією частиною кривої

[Введіть текст]

рис. 5а яка описує процес охолодження. Кінетика цього процесу наведено на рис. 5б, з якого випливає, що він складається з двох експонентів, що відрізняються характеристичними часами. Є підстави припускати, що в процесі з часом $T_{ef}=38$ s беруть паралельну участь дві складові – кондуктивна та конвективна. Що ж до процесу з $T_{cv}=22$ s, його можна пов'язати з конвекцією, як більш швидкісним тепловідведенням, судячи з реакції зразка на флуктуації повітряних потоків у його околиці. У такому разі не складає труднощів обчислити із суми зворотних часів з урахуванням їх протилежних знаків, що визначають паралельний процес, параметр кондуктивної складової. випромінювання та його вимикання радіаційної компоненти, час Графічне вираження цього параметра наведено на рис. 5б лінією з нахилом $\alpha = 71$ s як гіпотетичний випадок єдиного механізму теплопередачі. Величина нахилу є хорошою ілюстрацією того припущення [17], що повільна динаміка напруги адекватно відображається методом безперервної модуляції випромінювання. Доречно також приписати походження екстремумів, що йдуть після включення зовнішнього встановлення якої (~ 10 s) незрівнянно з іншими двома. Додатковим аргументом на користь цього є крива $\sigma(y) \square t=5s$ на рис. 3, з якої видно, що протягом перших секунд опромінення зразка напруга локалізується в області поглинання випромінювання, тобто приповерхневому шарі.

Те, що час релаксації напруги пов'язані з координатою спостереження, свідчить рисунку 6,

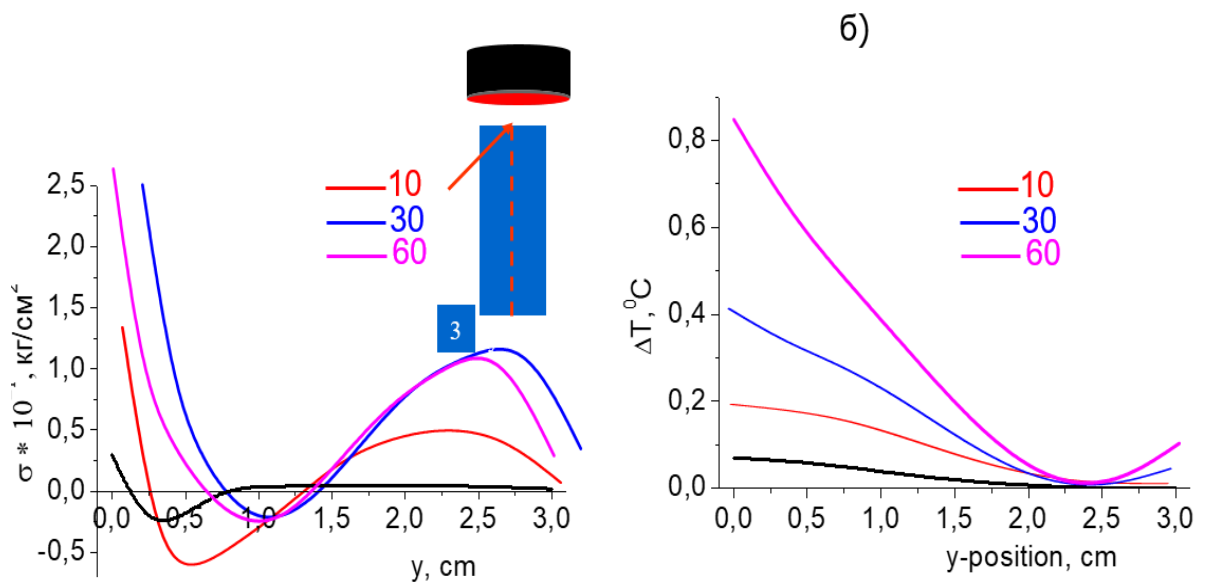


Рисунок 6. - Кінетика що спостерігається у зазначених позиціях зондувального променя

де в нормованому на ту саму вихідну ординату наведені в напівлогарифмічному масштабі залежності $\sigma(t)$ у початкові часи релаксації, зареєстровані при зазначених значеннях y -координати. З малюнка випливає, що перші три координати знаходяться в близькій до лінійності залежності від часу, протягом якого точка максимальної крутизни температурної функції просунулась уздовж теплового потоку. Виходячи з того, що ця точка в стані, що не встановився, зміщується з часом у напрямку теплового потоку, просторово-часові параметри наведених характеристик релаксації можуть давати уявлення про швидкість цього зсуву, як про динаміку теплового фронту.

п. 4 відноситься до спектральної щільності випромінювання, яка описується рівнянням Планка і є в кожному підручнику фізики.

Однак, керуючись такими міркуваннями, нам хотілося б рисунок 2 залишити. На ньому зображені три розподіли, один з яких здається нетривіальним з тієї причини, що, будучи різницею решти двох, зображує енергію, що входить до зразка. Звернемо увагу на те, що:

- величина цієї енергії, що поглинається зразком, становить лише частину від випромінювання, що випромінюється чорним тілом;

[Введіть текст]

- спектр цієї компоненти відрізняється від інших двох, що є суттєвим з урахуванням спектра коефіцієнта поглинання зразка у локалізації нагріву і про це йдеться у тексті;

- абсолютна величина цієї енергії, як видно на шкалі ординат, знаходиться на рівні 1 Дж, що еквівалентно потужності нагрівача у створенні контактної термопружності роботи [19] (~ 1 Вт) і дає уявлення про здатність детектуючої вимірювальної системи.

Висновок

Експериментально досліджено динамічні та кінетичні особливості явища термопружності, індукованої тепловим випромінюванням у модельному зразку зі скла. Детектування явища проводилося оптико-поляризаційним методом, модифікованим технікою модуляції поляризації зондувального випромінювання. Внаслідок цього удосконалення зростає чутливість реєструючої системи настільки, що достовірна реєстрація величин механічної напруги стає можливою за незначних перепадів температур. Ця умова виключає необхідність урахування залежностей від температури всіх коефіцієнтів, що беруть участь у процесах, що супроводжують виникнення явища. З аналізу експериментальних результатів випливає, що у генерації та перебігу явища термопружності беруть участь у невизначеному співвідношенні інтенсивностей всі три складові теплопередачі при єдиному зовнішньому фізичному впливі. Подвійним графічним інтегруванням експериментальних функцій механічної напруги отримано координатні залежності температури в різні моменти часу протягом експозиції, що є вирішенням зворотної задачі термопружності. Показано, що зміщення у просторі координат екстремуму функції механічної напруги $\sigma(y)$ відображає динаміку теплового фронту. Аналіз релаксації величини напруги дозволив визначити ієрархію характеристичних часів встановлення компонентів, що у теплопередачі.

1. Для реєстрації явища радіаційної термопружності індукованого тепловим випромінюванням використано оптико-поляризаційний метод модуляційної поляризації зондувального випромінювання вдосконалений настільки, що

[Введіть текст]

достовірна реєстрація величин механічної напруги стає можливою за незначних перепадів температур.

2. Експериментально виявлено динаміку і просторовий розподіл величину термопружності від зовнішнього теплового випромінювання у модельному зразку зі скла.

3. З аналізу експериментальних результатів встановлено, що у генерації та перебігу явища термопружності беруть участь у невизначеному співвідношенні інтенсивностей всі три складові теплопередачі при єдиному зовнішньому фізичному впливі.

4. Подвійним графічним інтегруванням експериментальних функцій механічної напруги отримано координатні залежності температури в різні моменти часу протягом експозиції, що є вирішенням зворотної задачі термопружності.

5. Ця умова виключає необхідність урахування залежностей від температури всіх коефіцієнтів, що беруть участь у процесах, що супроводжують виникнення явища. Аналіз релаксації величини напруги дозволив визначити ієрархію характеристичних часів встановлення компонентів, що приймають участь у теплопередачі.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Born, M. Principles of Optics, 3rd / Born, M. and Wolf, E., ed., Pergamon Press, New York, 1965. – 720 p.
2. Yariv A. Optical Waves in Crystals / Yariv A., Yeh P. New York: Wiley, 1984. - 589 p.
3. Оптика : справочник Г.С. Ландсберг. - :ГИТЛ. М. (1957). 760 с.
4. *Gerrard A.* Introduction to matrix methods in optics / *Gerrard A., Burch J.M.* A Wiley-Interscience Publication. London. 1975. – 344 p.
5. Konnen G. P. Polarized Light in Nature / Konnen G. P. - CUP Archive. 1985. 172 p.
6. Azzam R. M. Ellipsometry and Polarized Light / Azzam R. M. Bashara N. M., - North-Holland. Amsterdam. 1977. -583 p.
7. Grainger J. F. Polarized Light and Optical Measurement / Clarke D. Grainger J. F. - Pergamon Press. Oxford. 1971.
8. William A. Shurcliff. Polarized Light / Production and Use // Harvard University Press. 1962. 207 p.
9. Edward Collett. Polarized Light / Edward Collett/ - Fundamentals and Applications, Marcel Dekker, Inc., 1993.
10. D. Goldstein. Polarized light. Second Edition. / Marcel Dekker // New York vol. 207
11. Сердега Б.К. Модуляційна поляриметрия / Сердега Б.К. Наукова думка. 2011.
12. Max M. Frocht. Photoelasticity, vol 1, vol 2. Wiley, New York.
13. Александров А.Я., Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела / Александров А.Я. Ахметзянов М.Х. Москва: Наука. 1973. 356 с.
14. Narsimhamurty T.S. / Photoelastic and electro-optic properties of crystals / Narsimhamurty T.S/ - Osmania universiti India 1981.
15. Марьенко В.В., Общая классификация поляризационных систем на основе их анизотропных свойств. / Марьенко В.В., // Оптика и спектроскопия,- 1995. Т. 78, №4. С. 682-684.

16. Cardona. M. Modulation Spectroscopy. / Cardona. M. // Academic Press, 1969.
17. Frocht. M.M. Photoelasticity, / Frocht. M.M.// Wiley and Sons, New York, 1948. vol 2.
18. Jaspersen S.N., An Improved Method for High Reflectivity Ellipsometry Based on a New Polarization Modulation Technique / Schnetterly S.E. - Rev. Sci. Instr. 1969. V. 40, N 6. P. 761–767.
19. Kardona. M. Modulation spectroscopy. Academic press. New York, London. 1969.
20. Запасский. В.С. Методы высокочувствительных поляриметрических измерений. / Запасский. В.С. // Прикладна спектроскопія. - 1982 с. 37,