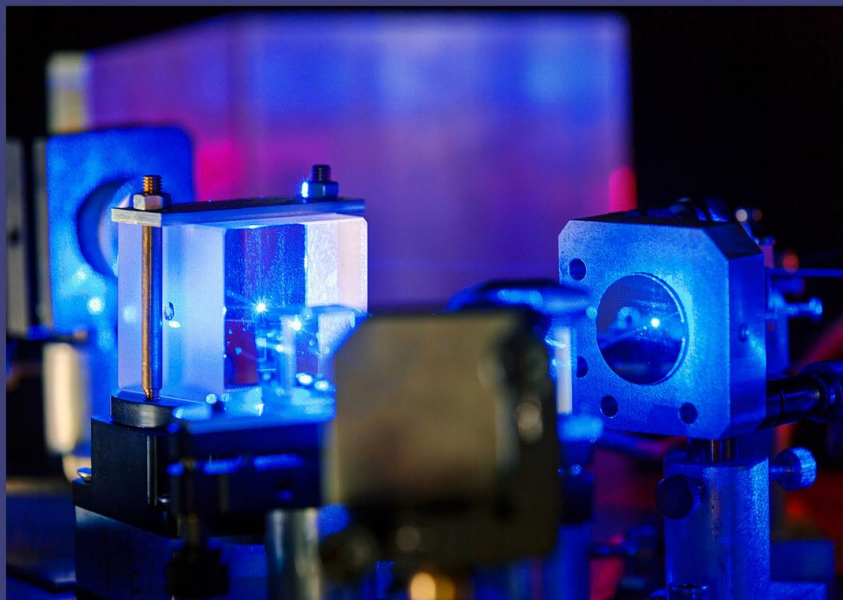


# ТЕНДЕНЦІЇ РОЗВИТКУ ОПТИЧНОЇ МЕТРОЛОГІЇ



Чернівці  
2021

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ЧЕРНІВЕЦЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ІМЕНІ ЮРІЯ ФЕДЬКОВИЧА

Конспект лекцій для самостійної роботи  
з навчальної дисципліни  
**«ТЕНДЕНЦІЇ РОЗВИТКУ ОПТИЧНОЇ МЕТРОЛОГІЇ»**  
для студентів спеціальності  
152 «Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка»

Чернівці  
Чернівецький національний університет  
2021

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ЧЕРНІВЕЦЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ІМЕНІ ЮРІЯ ФЕДЬКОВИЧА

Конспект лекцій для самостійної роботи  
з навчальної дисципліни  
**«ТЕНДЕНЦІЇ РОЗВИТКУ ОПТИЧНОЇ МЕТРОЛОГІЇ»**  
для студентів спеціальності  
152 «Метрологія та інформаційно-вимірвальна техніка»

Чернівці  
Чернівецький національний університет  
2021

УДК 535.24(075.8)

ТЗЗ

*Рекомендовано Вченою Радою  
Інституту фізико-технічних та комп'ютерних наук  
Чернівецького національного університету  
імені Юрія Федьковича  
(Протокол No 9 від 24.09.2021)*

Укладачі:

Ангельський Олег Вячеславович, доктор фіз.- мат. наук, проф.  
Фельде Христина Вікторівна, канд. фіз.-мат. наук, доц.,  
Городинська Ніна Василівна, канд. фіз.-мат. наук, асист.,  
Фесів Ігор Васильович, канд. фіз.-мат. наук, доц.,

ТЗЗ Ангельський О.В., Фельде Х.В., Городинська Н.В., Фесів І.В.  
Конспект лекцій для самостійної роботи з навчальної дисципліни  
«Тенденції розвитку оптичної метрології» для студентів  
спеціальності 152 «Метрологія та інформаційно-вимірвальна  
техніка». – Чернівці : Чернівецький нац. ун-т, 2021. – 97 с.

У методичній розробці представлено лекції у вигляді теоретичного матеріалу та наведено результати експериментів оптичної метрології. Для студентів технічних факультетів за спеціальністю 152 «Метрологія та інформаційно-вимірвальна техніка»

УДК 535.24(075.8)

© Чернівецький національний університет  
імені Юрія Федьковича, 2021

## ЗМІСТ

Лекція 1.....	5
Лекція 2.....	13
Лекція 3.....	27
Лекція 4.....	33
Лекція 5.....	42
Лекція 6.....	53
Лекція 7.....	58
Лекція 8.....	73
Лекція 9.....	80
Контрольні запитання.....	94
Список літератури.....	95

## Лекція 1

### Тема: Вступ. Історичний огляд

План:

1. Вступ
2. Історичний огляд

#### 1. Вступ

Взаємопов'язані внутрішні характеристики світлових полів, такі як інтенсивність, поляризація та когерентність можуть бути розглянуті в якості метрологічних аспектів. Концептуально всі ці величини походять від матриці когерентності Вольфа. Однак нове розуміння щодо їх взаємозв'язку дає підхід в рамках сингулярної оптики, який передбачає існування важливих закономірностей в електромагнітних полях, які спочатку розглядалися як цілком випадкові. Фазові сингулярності скалярного (однорідно поляризованого), поляризаційні сингулярності векторного (неоднорідно поляризованого) поля, а також сингулярності кореляційних функцій частково когерентних, частково поляризованих полів формують специфічні скелетони, тобто "несучі" елементи поля. Знаючи локуси та характеристики таких елементів, можна судити про поведінку поля в інших його областях, принаймні якісно, але цілком надійно. Ця обставина відкриває досить нові можливості для метрології оптичних полів і веде до перспективного практичного застосування нових метрологічних методів.

В даному курсі розглядаються взаємозв'язки поляризаційних та когерентних характеристик світлових полів у різних їх проявах, як одноточкові, так і двоточкові функції. В якості основи для узагальнення поляризаційної метрології розглядається широкий клас комбінованих

оптичних пучків, що представлені як взаємно некогерентні (або частково взаємокогерентні) компоненти, які можуть бути ортогональної поляризації. Таке узагальнення з врахування часткової поляризації передбачає, використання векторних сингулярностей в неруйнівній оптичній діагностиці, а також в оптичних телекомунікаціях з поляризаційним кодуванням.

Значна частина матеріалу присвячена опису доцільності експериментальних досліджень вимірювання когерентності шляхом вимірювання просторових розподілів поляризації неоднорідно поляризованого поля. В курсі описаний новітній метрологічний інструмент із застосуванням нової концепції оптичних струмів (оптичних потоків). А саме, деякі властиві характеристики складних оптичних полів з довільним ступенем просторової когерентності та довільним ступенем поляризації можуть бути "розшифрованими" опосередковано, шляхом спостереження впливу таких полів на мікро- та наночастинки. Цей оригінальний метрологічний підхід є перспективним також для розробки так званих оптичних пасток та пінцетів для маніпуляцій ізольованими частинками мікро- та нанорозмірів.

Ще однією цікавою та перспективною темою є Стокс-поляриметрия, яка є інструментом для діагностики біологічних тканин, в контексті ранньої (доклінічної) діагностики деяких широко поширених захворювань. Експериментальні дані та методи їх обробки забезпечують високочутливу та надійну діагностику.

## **2. Історичний огляд**

Поняття когерентності є найбільш фундаментальним поняттям сучасної оптики. Як це було показано Е. Вольфом, це поняття невід'ємно пов'язане з іншими

характеристиками світла, такими як інтенсивність та поляризація поля. Можна розрізнити ці характеристики головним чином у дидактичних цілях. Але в кожному практично важливому випадку ми стикаємось із проблемою їх нерозривного взаємозв'язку. Наприклад, не можна визначити часткову когерентність, асоціюючи її з видністю інтерференційної картини, ігноруючи при цьому стани поляризації пучків, що накладаються. Спроба пояснити інтерференційний експеримент Юнга для “абсолютно неполяризованого” світла призводить іноді до сумнівних висновків. В той же час, найбільш фундаментальне визначення поляризованого світла дається саме через міру взаємної когерентності ортогонально поляризованих компонент пучка. Однак, всі три згадані характеристики світлового пучка повністю виражаються через відомі комбінації елементів матриці когерентності Вольфа.

До речі, спроба пов'язати когерентність просто із явною інтерференцією (модуляцією інтенсивності) не завжди призводить до істинного розуміння когерентних явищ. Інтерференційні смуги відсутні при накладанні повністю взаємно когерентних, але ортогонально поляризованих пучків (відомі експерименти Френеля-Араго). Існують досить нові концепції, що свідчать про відсутність інтерференційного ефекту при накладанні двох хвиль однакових частот зі строго (детерміновано) пов'язаними складними збуреннями навіть при однаковому стані поляризації. Приклад такого роду було дано Л. Манделем у його концепції «антикогерентності».

Крім того в рамках класичної (хвильової) теорії часткової когерентності мало уваги приділяється - впливу "спостерігача" на когерентні властивості досліджуваних пучків. Ця проблема є цілком типовою для квантової оптики (як і для квантової фізики загалом). Результати, отримані



протягом останньої чверті століття, змушують враховувати вплив умов спостереження та характеристик детектора для оцінки когерентності світла і в класичному підході. Наведемо кілька аргументів щодо цього.

Коли ми розглядаємо інтерференцію двох хвиль з близькими, але неоднаковими частотами ( $\omega_1 \neq \omega_2$ ,  $\Delta\omega \ll \bar{\omega}$ ), ми отримуємо рухомі інтерференційні смуги. Цей ефект гетеродинування (оптичне нелінійне змішування) широко використовується в техніці. Якщо "ресстратор" нерухомий і має низьку часову роздільну здатність, усереднюючи по достатньо великому часовому інтервалі, згладжуються смуги так, що видність становить «0»  $V \rightarrow 0$ ; робимо висновок, що дві хвилі взаємно некогерентні. Але, з іншого боку, використання "ресстратора" з вищими часовими показниками роздільної здатності, який рухається у напрямку та зі швидкістю, що відповідає руху хвилі, ми визнаємо ті самі дві хвилі як взаємокогерентні, що утворюють спостережувані інтерференційні смуги в рухомих координатах! Скажімо, можна зареєструвати голограму у такий спосіб на «ресстратор», що правильно рухається (хоча це завдання на практиці не є простим).

Ще одним прикладом, пов'язаним із проблемою, що цікавить, є вплив спектральної роздільної здатності (або, більш строго, неоднорідна спектральна чутливість) детектора щодо просторової когерентності сформованого оптичного поля. Якщо використовувати класичну двохщільну інтерференційну схему Юнга використовуючи джерело з рівномірною спектральною густиною, детектор з рівномірною спектральною чутливістю «оцінює» поле як цілком просторово некогерентне для довільних точок у перерізі пучка

внаслідок накладання численних інтерференційних картин для різних довжин хвиль. Отже мінімум інтенсивності (поля однорідного спектрального розподілу!) відсутній в отриманій картині. Такий детектор «сліпий» до просторової когерентності даного оптичного поля. Тим не менше, людське око виявляє просторову когерентність поля внаслідок нерівномірної спектральної чутливості зорових рецепторів та неоднорідному просторовому розподілі кольорів по аналізованому полю. Така ж ситуація при оцінці часової когерентності, скажімо, в розташуванні кілець Ньютона в білому світлі.

Вольф розглядав менш тривіальний випадок в контексті індукованих спектральних змін, що приводять до значних перетворень часової когерентності поліхроматичних оптичних полів завдяки наявності матеріалу-посередника такого, як дифракційний або розсіюючий об'єкт.

Ще одним прикладом є псевдодеполяризація, (в сучасній термінології, "глобальна" деполяризація) явище, що виникає внаслідок стаціонарного багаторазового розсіяння лазерного випромінювання в розсіюючих середовищах, таких як каламутні середовища, багатомодові хвилеводи, більшість природних об'єктів, у тому числі біологічних. В цьому випадку роль детектора є фундаментальною. Дійсно, універсальний підхід до визначення всіх поляризаційних характеристик поля (стан поляризації і ступінь поляризації) полягає у Стокс-поляриметрії досліджуваного поля. В цій ситуації Стокс-поляриметричний аналіз дає зовсім інші результати для локальних та „глобальних” (усереднених у просторі) вимірювань. Отже, точкове вимірювання параметрів Стокса

показує ступінь поляризації рівній одиниці (повну поляризацію), але стан поляризації змінюється від точки до точки. Усереднений простір понад десять і більше точок демонструє уявну деполаризацію. Такий випадок є центральним предметом дослідження векторної сингулярної оптики. Згадані приклади частково ілюструють важливість врахування часової і просторової роздільної здатності детектора, що використовується, а також вибір системи координат (стаціонарна або рухома) для метрологічної оцінки когерентності та поляризації світла, і навіть розуміння (визначення) цих явищ.

Як було зазначено І. Фройнд, ми не готові проводити експериментальні дослідження когерентності та поляризації оптичного світла в цілому, зокрема у 3D-випадку, коли параксіальне наближення порушується і не можна нехтувати будь-якою із трьох декартових координат для опису поведінки електричного вектора. Вимірювання параметрів Стокса в різних напрямках світлорозсіювачих невеликих частинок, такий підхід не є загальновизнаним.

Другий приклад стосується безпосередньо однієї з проблем, яка розглядається в курсі далі, а саме, так звані оптичні струми (потоки). Для комплексного вирішення цієї проблеми, особливо в експериментальному аспекті, мікро- або наночастинки служать для діагностики неоднорідно поляризованих та частково когерентних оптичних полів [25 - 30], вони впливають на це поле як поглинаючі та повторно перевипромінюючі частинки з їхніми власними характеристиками, так що стан поля, загалом, змінюється під впливом таких вторинних випромінювачів.

Отже, вирішення задач у описаній тематиці полягає у використанні ідей, підходів та прийомів сингулярної оптики. Дослідження в цій науковій галузі фактично стимулювались та розвивались протягом останнього десятиліття. При цьому багато традиційних і нових результатів теорії часткової когерентності та часткової поляризації стають по суті актуальними саме в концепції сингулярної оптики. З іншого боку, є вагомі причини очікувати, що використання основ теорії часткової когерентності призведе до розробки нових практичних застосувань сингулярної оптики. Отже, дві згадані сфери мають "взаємну вигоду".

Щоб полегшити розуміння матеріалу наступних лекцій, коротко нагадаємо основні характеристики світлового пучка, що беруть участь у нашому розгляді. Ключове поняття геометричної оптики - це промінь; сукупність променів – це оптичний пучок. Єдину інформацію, яку надають промені, є напрямок поширення світла. Більш різноманітні, більш основні та більш інформативні параметри світла виведені в рамках хвильової оптики. Розрізняють амплітуду хвилі та фазу (обидві величини не спостерігаються безпосередньо, хоча лежить в основі теорії); поляризація, яка визначається як коефіцієнт амплітуди та різниці фаз ортогональних компонент пучка; ступінь поляризації визначається кореляцією між цими компонентами; когерентні параметри, що характеризують узгодженість світлових збурень у двох (або більше) просторово-часових точках світлового поля. Ці основні характеристики, визначені в книзі Е. Вольфа, як і в багатьох інших довідниках з оптики, доповнені вектором Пойнтінга для визначення напрямку поширення світлових пучків з

точки зору електродинаміки, та більш складними параметрами поляризації, ніж звичайний азимут поляризації та еліптичність, що властиві оптиці елементарних хвиль. У нашому дослідженні багато уваги буде приділено параметрам Стокса, параметрам поляризації, які невід'ємно пов'язані з енергією і когерентними характеристиками світлових пучків.

В даному курсі висвітлено сучасні погляди на проблему метрології когерентних та поляризаційних властивостей оптичних полів, з особливим акцентом на сингулярну оптику передумови та наслідки експериментальних підходів. експериментальні дослідження в цій галузі продовжуються.

## Лекція 2

**Тема: Дослідження оптичних струмів (потоків) у повністю когерентних та частково когерентних векторних полях**

План:

1. Двоххвильова суперпозиція у випадку змінного ступеня взаємної когерентності компонент пучка
2. Суперпозиція чотирьох хвиль у випадку змінного ступеня взаємної когерентності компонент

Дана лекція присвячена результатам комп'ютерного моделювання просторового розподілу вектора Пойнтінга та проілюстровано рух мікро- та наночастинок у просторово неоднорідно поляризованому полі. Вектор Пойнтінга  $S$  в найпростішій формі визначається як векторний добуток векторів напруженості електричного поля,  $E$  та магнітного поля  $H$ ,  $S = E \times H$ . За визначенням, у випадку плоскої хвилі вектор Пойнтінга перпендикулярний векторам  $E$  і  $H$ , та представляє потік енергії електромагнітного поля (у Вт/м<sup>2</sup>). У світлових полях із складними хвильовими фронтами та зі змінним у просторі (неоднорідним) станом поляризації вектор Пойнтінга може виявляти набагато складнішу поведінку, змінюючись від точки до точки в поперечному перерізі пучка, це вказує на нові можливі застосування світла. Використання дрібних частинок для діагностики мікроструктури світла є підходом, що широко використовується, але головним чином в наближенні повної когерентності оптичного поля. В даній лекції представлено аналіз впливу фазових співвідношень та ступеня взаємної когерентності при накладанні хвиль у двоххвильовій та

чотирихвильовій конфігураціях на характеристики руху мікрочастинок. Можливість діагностики оптичних струмів у рідинах, викликаних поляризаційними характеристиками окремого оптичного поля демонструються за допомогою нанорозмірних металевих частинок. Цікавими також представляються перспективи вивчення часової когерентності з використанням запропонованого підходу. Експериментальне дослідження та комп'ютерне моделювання поведінки дрібних сферичних частинок, поміщених в оптичні поля, забезпечують більш глибоке розуміння ролі вектора Пойнтінга для опису оптичних струмів в різних середовищах. Інтерференція хвиль, що поляризовані в площині падіння, виявилася ефективною для створення поляризаційних мікро-маніпуляторів та оптичних пінцетів. З іншого боку, це важливий крок в оптимальному метрологічному дослідженні оптичних струмів у векторних полях. Крім того, вивчення просторових і часових особливостей руху частинок, поміщених в оптичні поля з різними просторовими конфігураціями та з різними розподілами вектора Пойнтінга дають нові методики для оцінки часової когерентності оптичних полів.

### **1. Двохвильова суперпозиція у випадку змінного ступеня взаємної когерентності компонент пучка**

Суперпозиція двох плоских хвиль однакових амплітуд, поляризованих у площині падіння (Рис. 1а) призводить до розподілу вектора Пойнтінга, показано на рис. 1б. Такий розподіл виникає, коли інтерференційний кут дорівнює  $90^\circ$ , і проявляється в періодичній поляризаційній модуляції поля (за відсутності модуляції інтенсивності) в площині спостереження .

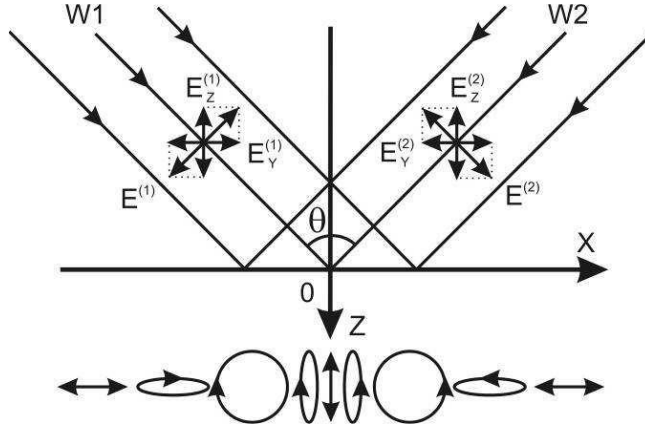


Рис. 1а. Суперпозиція плоских хвиль рівних амплітуд, лінійно поляризованих у площині падіння, із кутом інтерференції  $90^\circ$ . Періодична просторова поляризаційна модуляція відбувається в площині падіння.

Матриця когерентності  $W(r_1, r_2, t)$  описує когерентні властивості векторних оптичних полів, характеризуючи кореляцію двох полів у двох різних просторових точках  $r_1$  та  $r_2$ , і визначається як

$$W(r_1, r_2, t) = \langle E_i^{(1)}(r_1 t) E_j^{(2)}(r_2 t) \rangle \quad (1)$$

де  $i, j = x, z$ . У рамках такого підходу ступінь взаємної когерентності поля визначається як:

$$\eta_{ij}(r_1, r_2, t) = \frac{W_{ij}(r_1, r_2, t)}{\sqrt{\text{tr}[W(r_1, r_1, 0)] \cdot \text{tr}[W(r_2, r_2, 0)]}} = \frac{W_{ij}(r_1, r_2, t)}{\sqrt{\sum_{ij} W_{ii}((r_1, r_1, 0)) W_{jj}((r_2, r_2, 0))}} \quad (2)$$

Розподіл усередненої за часом густини енергетичного потоку в просторі визначає величину струму в різних точках площини спостереження, що однозначно визначається



ступенем когерентності хвиль, які накладаються. Напрямок результуючого потоку задається напрямками векторів Пойнтінга хвиль, що накладаються.

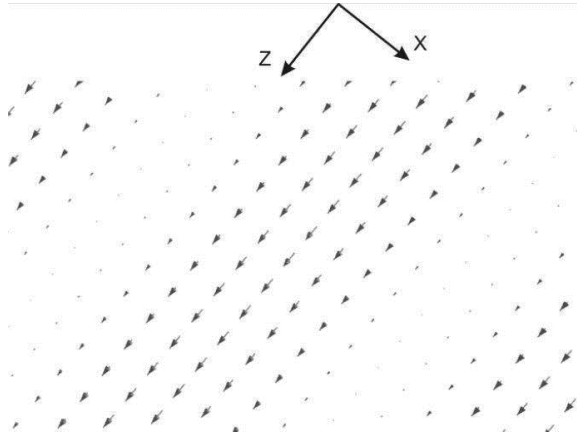


Рис. 16. Просторовий розподіл усереднених за часом векторів Пойнтінга, отриманих в результаті суперпозиція двох ортогонально лінійно поляризованих хвиль з кутом інтерференції  $90^\circ$ .

Аналіз просторового розподілу усередненого за часом вектора Пойнтінга, показаних на рис. 16 демонструє періодичність цього розподілу, де довжини ліній показані на малюнку пропорційні абсолютним величинам векторів. Рядки, що відповідають сингулярностям вектора Пойнтінга показані набором точок. Просторовий розподіл усереднених за часом векторів Пойнтінга, рис.16, показує траєкторії передачі енергії. Точки на карті усереднених за часом векторів Пойнтінга (рис. 16) відповідають областям, через які передача енергії відсутня. На рисунку 16 сингулярності вектора Пойнтінга; точки (з постійною інтенсивністю), що утворюють напрямки, по яких світлова енергія не зникає, але зберігається; пункти, де вектор  $H$  зникає внаслідок інтерференції плоских хвиль під кутом

90°. З іншого боку, миттєва величина напруженості електричного (магнітного) поля вектора напруженості результуючого розподілу, який формується в площині спостереження, записується як:

$$E = |E^{(1)} + E^{(2)}| \cos(\omega t + \delta_e) a_e \quad \text{або} \quad H = |H^{(1)} + H^{(2)}| \cos(\omega t + \delta_h) a_h \quad (3)$$

де,  $a_e$  ( $a_h$ ) - одиничні вектори у напрямку поширення електричної (магнітної)

компонент результуючого поля в площині спостереження;  $\delta_e$  ( $\delta_h$ )- різниця фаз компонент електричних (магнітних) хвиль, що накладаються. У цьому випадку

миттєва величина вектора Пойнтінга становить:

$$S_{inst} = E \times H = |E| \cdot |H| \cos(\omega t + \delta_e) (\omega t + \delta_h) (a_e \times a_h) \quad (4)$$

а усереднена за часом величина вектора Пойнтінга становить:

$$S_{ave} = \frac{|E| \cdot |H|}{2} (a_e \times a_h) \cos(\delta_e - \delta_h) = \frac{1}{2} (E \times H) \cdot \cos(\delta_e - \delta_h) \quad (5)$$

Оскільки різниця фаз електричного поля змінюється від точки до точки (поляризаційна модуляція), усереднена за часом величина вектора Пойнтінга модулюється у просторі набуваючи максимумів (мінімумів) у різних точках площини спостереження, як це видно з рівняння (4).

Однорідний розподіл інтенсивності та періодична просторова модуляція вектора Пойнтінга, одночасно реалізовані в площині спостереження. Просторова поляризаційна модуляція в площині спостереження

викликана суперпозицією компонент поля  $E_x$  та  $E_z$  зі зміною різниці фаз від точки до точки, Рис. 1а. Фотодетектор в свою чергу реєструє лише інтенсивність,  $I = E_x + E_z$ . Сума квадратів амплітуд компонент електричного поля є постійною в площині спостереження, хоча стан поляризації змінюється. Вектор Пойнтінга визначається, як згадано вище, векторним добутком,  $S = E \times H$ . Спостерігається залежність результату, величини енергетичного вектору та його напрямку, від фазового співвідношення між векторами  $E$  і  $H$ . Це відношення змінюється від точки до точки в площині спостереження і проявляється в поляризаційній модуляції. Очевидне пояснення цьому впливає з розгляду векторного добутку компонент вектора  $E$  ( $E_x$  та  $E_z$  компоненти) з вектором  $H$ . Як величина проєкцій  $E_x$  та  $E_z$ , так і їх фази змінюються від точки до точки в площині спостереження. Як наслідок, результуючий вектор змінюється, а отже і вектор Пойнтінга. Результат модуляції показаний на рис. 2.

Результати моделювання руху частинок, що поміщені у поле з представленим розподілом вектора Пойнтінга показано на рис. 3. В якості досліджуваних розглядалися поглиначі частинки розміром 0,1 мкм. Можна помітити, що у випадку розподілу, отриманого в результаті суперпозиції повністю взаємокогерентних хвиль, швидкості руху частинок по лініях максимумів і нулів вектора Пойнтінга значно відрізняються один від одної.

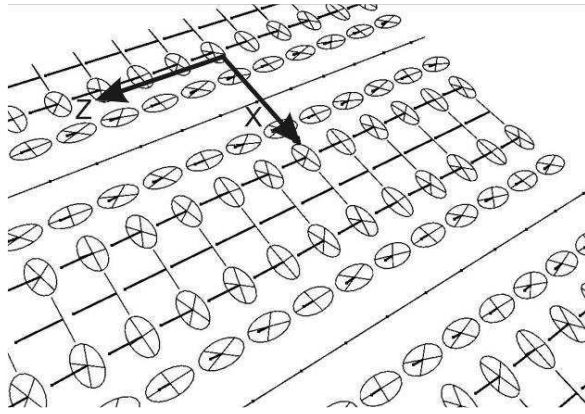


Рис. 2. Розподіл поляризації в площині реєстрації позначений тонкими лініями. напрямок і величина вектора Пойнтінга позначені жирними лініями. Точка в кінці вектора визначає напрямок передачі енергії. Модуляція вектора Пойнтінга спостерігається відповідно до поляризаційної модуляції в площині спостереження.

Розмір частинок в даному моделюванні порівняний з півперіодом відповідного розподілу; Результуюча сила, що спричиняє рух частинок по лініях, близьких до максимумів вектора Пойнтінга перевищує результуючу силу для ліній, близьких до нулів вектор Пойнтінга. Результати модуляції швидкості руху частинок по піках та нулях усередненого вектора Пойнтінга поля показані на рис. 3.

Якщо ступінь взаємної когерентності накладених хвиль дорівнює 0,2, просторовий розподіл усереднених векторів Пойнтінга стає більш однорідним, глибина модуляції значно зменшується, і швидкості мікрочастинок стають майже однаковими. Коли ступінь взаємної когерентності дорівнює 0,5, відносні швидкості мікрочастинок уздовж однакових траєкторій нижчі порівняно зі швидкістю у випадку повної взаємної

когерентності накладених хвиль і лежать в районі середніх величин для когерентного та некогерентного випадків.

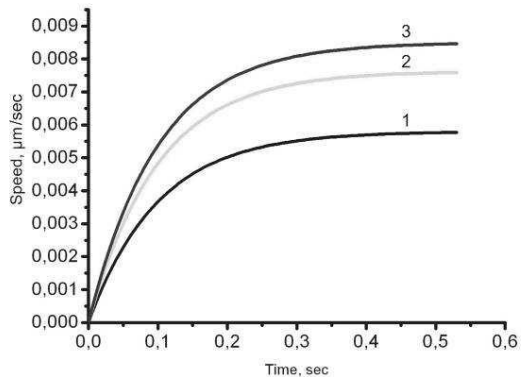


Рис. 3. Зміна швидкості руху частинок з часом, отримана для різних величин ступеня когерентності суперпонуєчих хвиль у випадку руху частинок в полі уздовж піку та мінімуму величини усередненого за часом вектора Пойнтінга: криві 1, 2 і 3 відповідають ступеню когерентності, який дорівнює 1, 0,5, та 0,25 відповідно.

Спостерігається залежність швидкостей руху мікрочастинок з постійними розмірами і формами в середовищах з постійною в'язкістю від когерентних властивостей хвиль, що накладаються. При аналізі руху досліджуваних частинок під дією поля з модульованим розподілом вектора Пойнтінга, можна визначити параметри полів, що накладаються, рис. 3. Ступінь когерентності хвиль, що накладаються визначає не тільки видність інтерференційного розподілу, але і поляризаційну структуру поля, а саме, він визначає розподіл вектора Пойнтінга. При тих же умовах хвильової суперпозиції, зміна ступеня когерентності призводять до зміни швидкості руху випробовуваних частинок, що може служити

оціночним параметром для визначення когерентних властивостей суперпонуючих хвиль

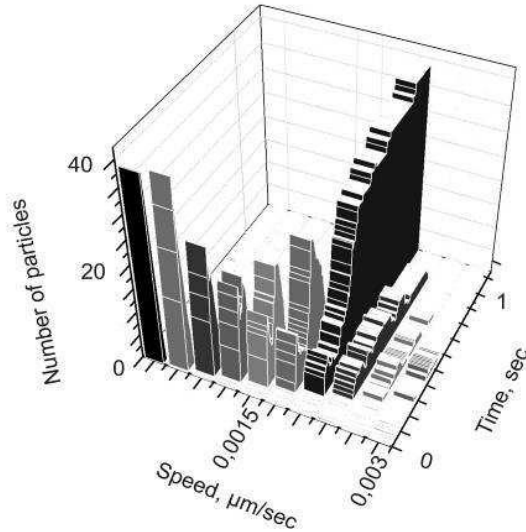


Рис. 4. Діаграма розподілу швидкості частинок за часом.

Відмінності в швидкостях руху мікрочастинок фізично пояснюються таким чином: збільшення частки некогерентного випромінювання в результуючому розподілі поля спричиняє зменшенню глибини модуляції просторового розподілу вектора Пойнтінга, а також зменшенню результуючої величини сили по лініях передачі енергії, яка спричиняє рух мікрочастинок. Збільшення ступеня когерентності призводить до прискорення руху частинки у полі усереднених величин енергії. Наступна діаграма (рис. 4) показує розподіл швидкості частинок (в даному випадку 39 частинок), поміщених в поле, у випадку суперпозиції повністю взаємокогерентних хвиль. З часом (~ 1.2 сек) практично всі частинки набувають однакової швидкості (див. стовпець 7); спостерігається перерозподіл

частинок у напрямку результуючої сили і рівномірний рух вздовж нульового значення вектора Пойнтінга.

## **2. Суперпозиція чотирьох хвиль у випадку змінного ступеня взаємної когерентності компонент**

У випадку суперпозиції чотирьох хвиль див. Рис. 5а, що включає два набори зустрічного поширення плоских хвиль однакової інтенсивності, лінійно поляризованих в площині падіння і орієнтованих під кутом  $90^\circ$  по відношенню одна до одної, просторовий розподіл усереднених за часом векторів Пойнтінга формуються, як показано на рис. 5б. Очевидна двовимірна періодичність розподілу вектора Пойнтінга. Як і в попередньому випадку, довжини усереднених за часом векторів Пойнтінга пропорційні їх величинам. Вузлові точки в цьому розподілі відповідають нульовим величинам вектора Пойнтінга, тобто сингулярностям вектора Пойнтінга. У наступному моделюванні діаметри частинки змінювалися, були порівнянними з напівперіодом відповідного просторового розподілу вектора Пойнтінга.

Якщо фазові співвідношення між чотирма накладеними пучками є такими, що глибина модуляції просторового розподілу вектора Пойнтінга становить максимум, тоді швидкість руху частинок буде залежати від ступеня взаємної когерентності пучків, що накладаються, див. рис. 7.

Таким чином, було виявлено залежність швидкості мікрочастинок від різниці фаз пучків, що накладаються. Отже, у випадку попарного накладання чотирьох протилежних по фазі пучків, частинки стають нерухомими. При цьому конфігурація "протилежної фази" охоплює

ситуацію, коли два набори взаємно ортогональних стоячих хвиль характеризуються тим, що їх вузли строго збігаються.

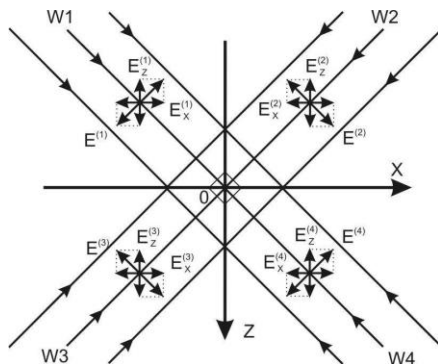


Рис. 5а. Суперпозиція чотирьох плоских хвиль.

Для порівняння впливу часових та просторових параметрів когерентності на рух мікрочастинок, було проаналізовано на великій площі карти усередненого за часом вектора Пойнтінга при суперпозиції чотирьох плоских хвиль. При цьому спостерігався рух мікрочастинок, швидкості мікрочастинок залежать від різниці фаз накладених пучків.

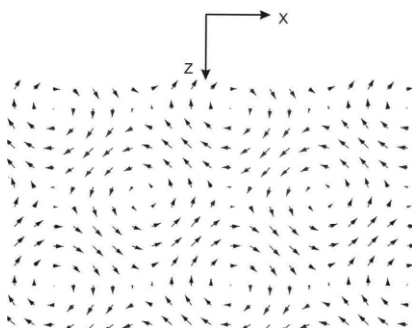


Рис. 5б. 2D розподіл усередненого за часом вектора Пойнтінга, отриманого в результаті суперпозиції чотирьох хвиль, показаних на малюнку 5а.



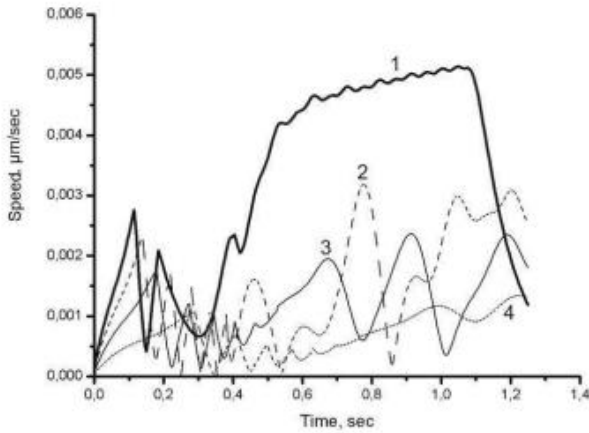


Рис. 6. Зміна швидкості руху досліджуваних частинок в полі вектора Пойтинга зі зміною ступеня взаємної когерентності хвиль (чотири хвилі, що накладаються, знаходяться у фазі): крива 1 - одна з хвиль є некогерентною; криві 2, 3, 4 відповідають ступеню когерентності 0,25, 0,5 та 0,75 відповідно.

Збільшення ступеня взаємної когерентності хвиль задає більш рівномірну величину швидкості руху частинок. Величина результуючої сили, що викликає цей рух при збільшенні ступеня когерентності практично не змінюється з часом, див. рис. 7. Максимальна глибина модуляції для когерентних рівнофазних хвиль визначає стабільність положення частинок. Хаотичний стан і середнє значення швидкості частинок можна прийняти за можливий орієнтир при оцінці ступеня когерентності накладених хвиль.

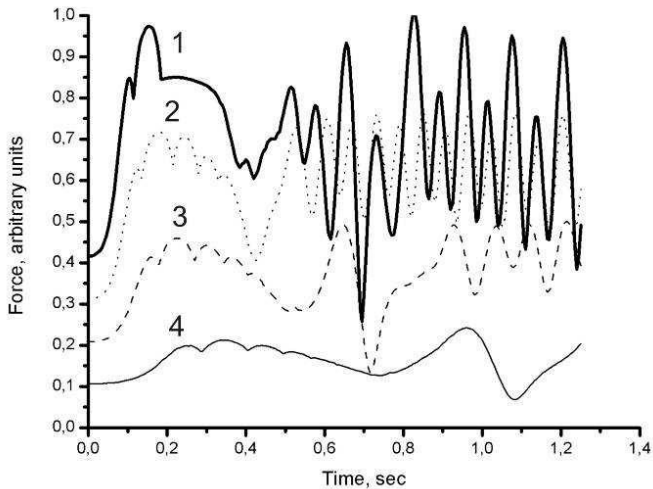


Рис. 7. Зміна результуючої сили, що спричиняє рух досліджуваної частинки в усередненому за часом полі розподілених векторів Пойнтінга із зміною ступеня взаємної когерентності хвилі (накладаються чотири хвилі у фазі): крива 1 - одна з хвиль не є когерентною до всіх інших хвиль; криві 2, 3 і 4 відповідають ступеню когерентності хвиль 0,25, 0,5 та 0,75 відповідно.

Варто наголосити на двох питаннях у випадку суперпозиції чотирьох плоских хвиль. Перше, це, що існує залежність глибини модуляції розподілу усередненого за часом вектора Пойнтінга від фазового співвідношення хвиль, що накладаються. Зміна фазового співвідношення між накладеними хвилями викликає перехід (спостерігається закономірність) з ситуації, коли максимуми двох систем взаємно ортогональних стоячих хвиль збігаються до випадку, коли вузли двох таких систем не збігаються. Таким чином, швидкості руху частинок у таких полях залежать від глибини модуляції розподілу усередненого за часом вектора Пойнтінга, як це видно на рис. 7. По-друге, суперпозиція чотирьох хвиль, лінійно

поляризованих у площині падіння, призводить до формування так званої "коміркової" структури в отриманому розподілі поля, див. рис. 8, яка може бути використана для перенесення (транспортування) набору періодично розташованих мікрочастинок до бажаної зони.

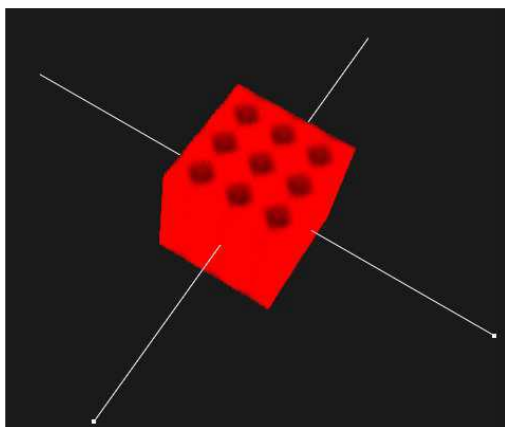


Рис. 9. "Комірковий" розподіл потенційних пасток для мікрочастинок у випадку суперпозиції чотирьох хвиль.

Можна розглянути подальше глибше дослідження особливостей руху мікрочастинок виявити когерентні характеристики хвиль, що формують певні просторові поляризаційні розподіли.

Використання сильно відбиваючих сферичних частинок забезпечує отримання більш реалістичного уявлення про рух частинок у полі, модульованому за поляризацією в площині падіння. Тестові частинки концентруються в зонах (площинах) мінімумів усередненого за часом вектора Пойнтінга і рухаються вздовж цих площин.

### Лекція 3

**Тема: Експериментальна техніка та результати дослідження оптичних струмів (потоків) у повністю когерентних та частково когерентних векторних полях**

Пряма експериментальна перевірка результатів комп'ютерного моделювання досить складна. Просторовий період розподілу поляризації в результаті суперпозиції плоских хвиль, що сходяться під прямим кутом менший довжини хвилі лазерного випромінювання видимого діапазону. В цьому випадку діагностика оптичних струмів передбачає використання тестових частинок (бажано сферичної форми) розміру набагато менше періоду розподілу поляризації. Ось чому, пряма візуалізація та діагностика руху таких частинок досить ускладнена.

Для перевірки результатів теоретичного розгляду та комп'ютерного моделювання, представлених в попередній лекції пропонується експериментальне дослідження. Розглядається експериментально вплив поля в результаті суперпозиції двох плоских хвиль, що сходяться під прямим кутом з різними комбінаціями їх станів поляризації на тестові частинки. Схему експерименту показано на рис. 1. Для забезпечення прямого кута між осями пучків, використовується занурений масло-мікрооб'єktiv 90x з NA 1,25. Два паралельно лінійно поляризовані пучки сходяться у фокусі мікрооб'єктива 1. Якщо електричні вектори двох пучків паралельні, то розподіл інтенсивності як набір інтерференційних максимумів і мінімумів утворюються в зоні накладання таких пучків.

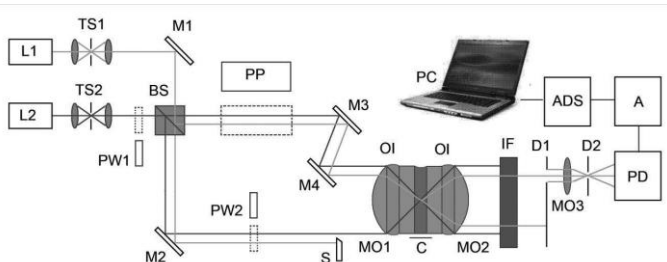


Рис. 1. Експериментальна установка: L1, L2 - лазери; TS1, TS2 - телескопічні системи; M1, M2, M3, M4 - дзеркала; PW1, PW2 - напівхвильові пластини для  $\lambda = 635$  нм; PP - плоскопаралельна пластина; BS - світлоподільник; MO1, MO2, MO3 - мікрооб'єкти; С - кювета з гідрозолем золота; IF - інтерференційний фільтр при  $\lambda = 532$  нм; D1 (0,7-діам), D2 - діафрагми; S - непрозорий екран; PD - фотодетектор; А - підсилювач; ADS - аналого-цифровий перетворювач; PC - комп'ютер.

Використовується випромінювання від напівпровідникового лазера RLTMRL-III-635 ( $\lambda = 635$  нм). Для нього період інтерференційної картини становить 449 нм. Для дослідження впливу поля з таким періодичним розподілом на частинки, розмір частинок повинен бути набагато меншим, ніж згаданий період. Було використано сферичні частинки гідрозолу золота діаметром приблизно 40 нм. Гідрозоль був отриманий за стандартною методикою, змішуванням хлороаурової кислоти ( $\text{H} [\text{AuCl}_4]$ ) і цитрату натрію ( $\text{Na}_3\text{Cyt}$ ). Розглянемо умови експерименту більш детально. Вагова концентрація частинок золота у воді становила  $5 \cdot 10^{-6} \text{кг/м}^3$ . Експеримент проводився при кімнатній температурі, при вологості 65% і тиску повітря 741 мм.рт.ст. Спостереження показали, що помірні зміни експериментальних умов помітно не впливають на результати експерименту. По суті, проводився експеримент з низькою потужністю лазерного випромінювання (не

більше 5 мВт). У цьому випадку можна нехтувати акустичними хвилями, що виникають внаслідок теплової дії лазерного випромінювання, які є суттєвими, якщо працювати з потужними імпульсним лазерним випромінюванням. З цих причин спеціальні запобіжні заходи, такі як використання анехогенної камери, в дослідженні не застосовуються.

Періодичний розподіл інтенсивності викликає рух частинок і утворення періодичного розподілу концентрації частинок як площин, що збігаються з інтерференційними мінімумами розподілу інтенсивності в області суперпозиції двох пучків. Ці площини можна розглядати як аналог кристалографічних площин у кристалах. Пряма візуалізація частинок та їх потоків ускладнена через малий розмір частинок. Однак на площинах щільної упаковки частинок має місце самодифракція. Можна спостерігати це явище для кутів сходження двох пучків менше  $40^\circ$ . Для прямого кута сходження пучків, кожен самодифракційний пучок поширюється вздовж і в зворотному напрямку розповсюдження інших двох накладених пучків. Таким чином, неможливо розрізнити початкові і самодифракційні пучки. Ось чому, беручи до уваги закон Брегга, було використано для діагностики періодичного розподілу частинок, тестовий лазерний пучок з іншою довжиною хвилі,  $\lambda = 532$  нм. Для того, щоб сформувані однаковий розподіл перешкод (з періодом 449 нм) при такій довжині хвилі кут сходження двох пучків може становити  $72,6^\circ$ . Отже, кут падіння зондуєчого пучка має становити  $36,3^\circ$  по відношенню до бісектриси початкових пучків. В цьому випадку закон Брегга для зондуєчого пучка виконується строго. Згадані кути є кутами розповсюдження в

середовищах, що розсіюють світло, у нашому випадку у воді.

Два розділені пучки зеленого лазера (позначені тонкою лінією на рис. 1) поширюються паралельно пучкам червоного лазера (позначені товстою лінією). Зовнішній зелений промінь зупиняється екраном S, тоді як внутрішній зондуєчий промінь проходить мікрооб'єктив MO1 і падає під кутом  $36,3^\circ$  в область екстремумів перешкод. Діаметри сфокусованих пучків червоного та зеленого лазерів становлять приблизно 12 мкм та 10 мкм відповідно. Скляна кювета С із золотим гідрозолем розміщена в зоні інтерференційної картини. Товщина стінок кювети 0,15 мм і товщина об'єм розгортки становить 18 мкм. Масляне середовище з показником заломлення 1,515 розміщується між мікрооб'єктивами MO1 і MO2. Мікрооб'єктив MO2 використовується для регулювання оптики.

Оптичні довжини двох плечей інтерферометра BS-M2-M3-M4-MO2 строго однакові. Отже, два пучки від червоного лазера є взаємокогерентними та інтерферують у фокусі мікрооб'єктива MO2. Розміщення ідеальної плоскопаралельної пластини PP товщиною 19 мм в одне із плечей інтерферометра призводить до зникнення інтерференції, оскільки відповідна оптична різниця ходу перевищує довжину когерентності червоного лазера. Що важливо, введення платівки PP не повинно супроводжуватися переміщенням пучків в інтерферометрі. Таким чином, можна контролювати появу та зникнення екстремумів інтерференційної картини у фокусі MO1.

Зміна положення пластини призводить до зміни сигналу на фотодетекторі. Отже, у разі суперпозиції випромінювань від лазерів L1 та L2, які лінійно поляризовані в площині, перпендикулярній до площини

рисунка, видалення пластини РР призводить до збільшення сигналу на фотодетекторі. Показано формування періодичного просторового розподілу частинок золота та появу дифракційного розподілу зондуючого пучка. Дифрагований сигнал з'являється при потужності випромінювання червоного лазера більше 2 мВт. Однак було помічено, що при потужності випромінювання, що перевищує 50 мВт, в середовищі, що розсіює світло, виникають нелінійні ефекти. Так, частинки золота поглинають випромінювання та нагрівають навколишнє середовище, виконуючи роль термолінзи. Ось чому експеримент проводився при потужності випромінювання червоного лазера 5 мВт. Потужність випромінювання зондуючого пучка становила 0,5 мВт, отже він не може впливати на частинки золота.

Якщо два пучки червоного лазера поляризовані в площині рисунку (півхвильова пластинка РW1 для  $\lambda = 635$  нм) і їх кут сходження дорівнює  $90^\circ$ , в площині падіння відбувається лише поляризаційна модуляція. У цьому випадку дифрагований зондуючий пучок також спостерігається. Сигнал на виході фотодетектора з плоскопаралельною пластиною і без неї показано на рис. 2б. Дифрагований зондуючий пучок присутній, але становить приблизно половину інтенсивності у порівнянні з випадком, проілюстрованим на рис. 2а. Цей експериментальний результат відповідає результатам комп'ютерного моделювання. Просторово поляризаційно модульоване поле (в площині падіння) корелює з концентрацією тестових частинок на площинах мінімумів усередненої за часом величини вектора Пойнтінга, і частинки рухаються вздовж цих площин. Якщо два пучки червоного лазера, лінійно поляризовані, але один з них у площині рисунка а



інший, перпендикулярно до площини (вставлена півхвильова пластинка PW2 для  $\lambda = 635$  нм), дифрагований зонduючий пучок відсутній, рис. 2в. Це показує, що у фокальній площині, де пучки червоного лазера накладаються, періодичний розподіл частинок золота відсутній. Цей експериментальний результат також узгоджується з попереднім комп'ютерним моделюванням. Інших словами, немає жодних впорядкованих оптичних струмів, що підлягають оптичній діагностиці, як це було зроблено в попередньому випадку.

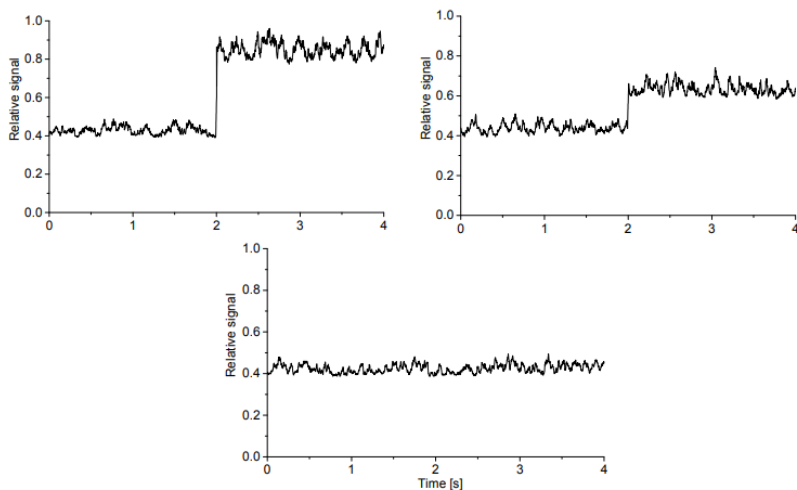


Рис.11. Відносний сигнал фотодетектора (пластинка РР вставляється на 2 секунди, а потім виймається) у випадку, коли випромінювання червоного лазера лінійно поляризоване: (а) обидва пучки поляризовані в площині, перпендикулярній до площини рисунка; (б) обидва пучки поляризовані в площині рисунка; (с) один пучок поляризований в площині рисунка, а інший - поляризований перпендикулярно до цієї площини.

Представлена метрологія мікроструктури оптичних полів може бути поширена на випадок поліхроматичних хвиль.

## Лекція 4

### Тема: Особливості суперпозиції

#### взаємноортогональних циркулярно поляризованих полів

План:

1. Загальний підхід
2. Моделювання суперпозиції взаємноортогональних циркулярно поляризованих полів

#### 1. Загальний підхід

В поляризаційній голографічній техніці два когерентних оптичних поля ортогональної поляризації і однакової амплітуди при взаємодії дають однорідний розподіл інтенсивності і модуляцію поляризаційного стану. В цьому випадку, як правило, розглядають взаємодію двох ортогонально лінійно поляризованих хвиль чи двох ортогонально циркулярно поляризованих хвиль, але протилежних азимутів. Якщо взаємодія взаємноортогональних лінійно-поляризованих полів створює чисті поляризаційні ґратки, то взаємодія ортогональних циркулярно поляризованих полів однакового напрямку обертання вектора напруженості електричного поля дозволяє створювати не лише 2-D поляризаційні ґратки, але й 3-D амплітудно-фазові ґратки, які дають можливість одночасно контролювати не лише поляризаційні стани утвореного розподілу або параметри падаючих пучків, але й цілий набір параметрів дифрагованого випромінювання.

Інформація, яка міститься у поляризаційному розподілі взаємодіючих взаємноортогональних циркулярних полів однакового напрямку обертання вектора

напруженості електричного поля, значно розширює представлення про властивості оптичних полів, в тому числі дозволяє визначити когерентні особливості векторних оптичних полів та способи формування складних поляризаційних розподілів.

Розглянемо результат інтерференції трьох циркулярно-поляризованих хвиль, у загальному випадку з кутом  $2\theta$  між початковими  $\vec{E}_1$  та  $\vec{E}_2$  хвилями та третьою референтною хвилею  $\vec{E}_3$ , яка розповсюджується перепендикулярно до площини реєстрації (рис. 1).

Суперпозиція абсолютно когерентних, циркулярно поляризованих полів однакового напрямку обертання вектора напруженості електричного поля та однакової інтенсивності, які сходяться під кутом  $90^0$ , проявляється у просторовому розподілі інтенсивності, який формується трьома  $x, y, z$  компонентами поля. Принцип формування компонент суперпонуючих полів представлено на рис. 3.7

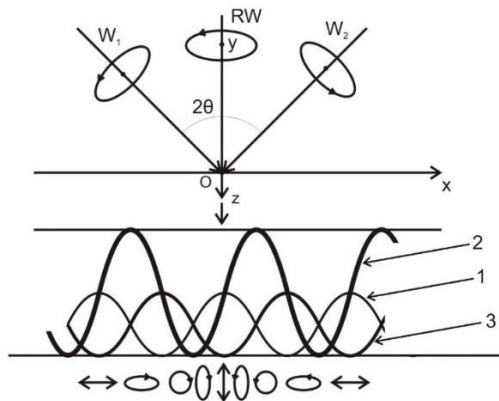


Рис. 3.7. Схема, яка демонструє трипучкову взаємодію циркулярно поляризованих хвиль, дві з яких сходяться під кутом  $90^0$ . На рисунку представлено механізм формування розподілу інтенсивності (б) (криві 1, 2 та 3 характеризують розподіли інтенсивностей  $x, y$  та  $z$  компонент, відповідно) та поляризації (в).

Результуючий розподіл інтенсивності у випадку взаємодії двох циркулярно поляризованих хвиль однакової поляризації визначається однією з компонент поля (наприклад,  $y$ , у нашому випадку), в той самий час, дві інші, взаємоперпендикулярні, задають деяке постійне значення інтенсивності (рівень фону), що впливає на величину видимості картини (рис. 1.).

Утворення результуючого розподілу інтенсивності та поляризації при взаємодії двох циркулярно поляризованих хвиль однакової поляризації ( $W_1$ ,  $W_2$ ), визначається співвідношенням амплітуд і фаз відповідних компонент поля.

Розглянемо випадок коли кут між падаючими відповідними циркулярними пучками складає  $2\theta = 90^0$  (рис. 1а). Як відомо, циркулярно поляризована хвиля може бути отримана при суперпозиції двох лінійно поляризованих, які відрізняються по фазі на  $90^0$ , та розповсюджуються в двох взаємоперпендикулярних площинах  $xOz$  та  $yOz$ . Вважаємо, що вісь  $z$  орієнтована перпендикулярна до площини реєстрації  $xOy$ . Результатом суперпозиції циркулярно поляризованих полів, буде розподіл інтенсивності, який утворюється як результат інтерференції  $x$  компонент (рис. 1 б, крива 1),  $y$  компонент (рис. 1б, крива 2),  $z$  компонент (рис. 1б, крива 3) відповідних полів. Рисунок (б) демонструє результат такої взаємодії в т. О. У цьому випадку  $x$ -розподіл інтенсивності відрізняється розташуванням на чверть періода по відношенню до  $y$ -розподілу. Розглянемо площину  $xOz$ . Тоді  $z$  складова кожної з хвиль, будучи перпендикулярною до  $x$ -компоненти, знаходиться у протифазі до цієї компоненти, що демонструється на рис. 1б (криві 1, 3). Аналогічний розподіл, але для  $z$  та  $y$  компонент можна отримати, якщо аналізувати площину  $yOz$  (рис. 1б, криві 2 та 3). Оскільки, хвилі, що аналізуються, однакового

напрямку обертання вектора напруженості електричного поля падають на площину реєстрації під кутом  $45^{\circ}$ , то значення у проєкції цих хвиль будуть, у представленому випадку, максимальні. Проєкції на  $x$  та  $z$  напрямки визначають однакові по амплітуді розподіли, які додаючись, обумовлюють однорідний розподіл інтенсивності. Наслідком суперпозиції  $y$ -компонент взаємодіючих полів буде розподіл інтенсивності, який спостерігається в площині реєстрації. Просторовий розподіл поляризації задається різницею фаз між компонентами  $x$  та  $z$  взаємодіючих оптичних полів у різних точках площини спостереження (рис. 1в). Кореляція компонент взаємодіючих полів, тобто ступінь узгодженості діагональних та недіагональних компонент матриці взаємної когерентності адитивно враховуються в оцінці видимості результуючого розподілу інтенсивності. Як і для випадку взаємодії плоских хвиль, для візуалізації модуляції поляризації, використовується референтна хвиля  $RW$ , яка розповсюджується перпендикулярно до площини реєстрації. Проєкції вектора напруженості електричного поля цієї хвилі на осі  $Ox$ ,  $Oy$ ,  $Oz$ , приймають максимальне значення при проектуванні на площину  $xOy$ , на вісь  $Oz$  проєкція є практично рівною 0. Тому результат інтерференції цих трьох хвиль змінює розподіл результуючих компонент поля. Внесок результуючої  $z$  компоненти у формування кінцевого розподілу інтенсивності зменшується. Також змінюється вплив компонент  $x$ ,  $y$  полів у формування інтерференційної картини. Відповідно змінюючи амплітуду і фазу референтної хвилі, можна отримати нульове значення інтенсивності в окремих точках площини спостереження, що дозволяє реалізувати максимальну видимість. Можна стверджувати, що за допомогою референтної хвилі отримується інформація про розподіл поляризації в

площині спостереження, яка задається початковими полями. Відбувається зменшення фону зі збільшенням видимості картини. Отже, референтна хвиля використовується для діагностики зміни поляризаційного стану за рахунок перетворення його в розподіл інтенсивності.

Аналіз розподілів поляризації здійснюємо в двох площинах  $xOz$  та  $yOz$ .

Модульоване електричне поле формується як результат суперпозиції  $x$  та  $z$ ,  $y$  та  $z$  компонент відповідно. Тоді в площині  $xOz$  розподіл може бути представлений як:

$$\vec{R}_1 = \left[ \begin{array}{l} E_{x1} \exp[-i\delta_1] \cos \theta + E_{x2} \exp[-i\delta_1] \cos \theta + E_{x3} \exp[-i\delta_1] \\ E_{z1} \exp[i(\phi'_1 - \delta_1)] + E_{z2} \exp[i(\phi'_2 - \delta_1)] + E_{z3} \exp[i(\phi'_3 - \delta_1)] \end{array} \right] \times \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (3.7)$$

$$\text{де } \delta_1 = knx \sin \theta, k = |\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3|, \beta = kn \cos \theta. \quad (1)$$

Різниця фаз між компонентами інтегруючих хвиль в площині спостереження  $\phi'_1 = \phi_{x1} - \phi_{z1}$ ,  $\phi'_2 = \phi_{x2} - \phi_{z2}$ ,  $\phi'_3 = \phi_{x3} - \phi_{z3}$ ,

$E_x, E_y, E_z$  – поляризаційні компоненти падаючих хвиль,

$\phi_{xi}, \phi_{yi}, \phi_{zi}$  – фази відповідних компонент.

В площині  $yOz$  можна записати:

$$\vec{R}_2 = \left[ \begin{array}{l} E_{y1} \exp[-i\delta_2] \cos \theta + E_{y2} \exp[-i\delta_2] \cos \theta + E_{y3} \exp[-i\delta_2] \\ E_{z1} \exp[i(\phi''_1 - \delta_2)] + E_{z2} \exp[i(\phi''_2 - \delta_2)] + E_{z3} \exp[i(\phi''_3 - \delta_2)] \end{array} \right] \times \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (2)$$

$$\text{де } \delta_2 = kny \sin \theta, \phi''_1 = \phi_{y1} - \phi_{z1}, \phi''_2 = \phi_{y2} - \phi_{z2}, \phi''_3 = \phi_{y3} - \phi_{z3}.$$

Зміна різниці фаз інтерферуючих хвиль у різних точках області спостереження від  $0$  до  $\pi$  зумовлює зміну стану поляризації, що задає просторову модуляцію поляризаційного розподілу.

Аналогічно як і для випадку визначення матричних елементів результуючого розподілу при взаємодії взаємноортогональних лінійно-поляризованих в площині падіння хвиль, суперпозиція трьох циркулярно-поляризованих полів задає наступний розподіл інтенсивності в площині реєстрації:

$$I(r) = \sum_i \sum_m \Phi_{ii}^{(m)}(r) + \sum_{mn} \sum_{ij} \sqrt{\text{tr}[W(\vec{Q}_m, \vec{Q}_m, 0)] \text{tr}[W(\vec{Q}_n, \vec{Q}_n, 0)]} \eta_{ij}^{(m,n)} \cos[\phi \phi_m], \quad (3)$$

$m \neq n, m, n = 1, 2, 3; i, j = x, y, z.$

Тут  $\Phi_{ii}^{(m)}(r) = \langle E_i^{(m)}(r, t) E_i^{*(m)}(r, t) \rangle$

$$\eta_{ij}^{(m,n)} = \frac{W_{ij}(\vec{Q}_m, \vec{Q}_n, t)}{\sqrt{\text{tr}[W(\vec{Q}_m, \vec{Q}_m, 0)] \text{tr}[W(\vec{Q}_n, \vec{Q}_n, 0)]}} \quad - \quad \text{ступінь}$$

скорельованості компонент поля,  $W(\vec{Q}_m, \vec{Q}_n, t) = \langle E_i(\vec{Q}_m, t) E_j^*(\vec{Q}_n, t) \rangle$  – матриця взаємної когерентності векторних інтерферуючих оптичних полів відповідних джерел циркулярно-поляризованих хвиль  $\vec{Q}_m, \vec{Q}_n$ ;

$\varphi_1 = k(R_1 - R_2), \quad \varphi_2 = k(R_1 - R_3), \quad \varphi_3 = k(R_2 - R_3)$  – різниця фаз відповідних хвиль в площині реєстрації.

## 2. Моделювання суперпозиції взаємноортогональних циркулярно-поляризованих полів

Розглянемо суперпозицію двох абсолютно когерентних, однакових циркулярно поляризованих хвиль, кут сходження яких складає  $90^0$  (рис. 3.8).

У даній модельній ситуації спостерігається просторовий розподіл інтенсивності, який формується  $x$ ,  $y$ ,  $z$  компонентами поля у випадку, що розглядається,  $y$  компонентою. В той самий час, дві інші є взаємноортогональними, задають постійне значення інтенсивності (рівень фону), що істотно впливає на видність картини.

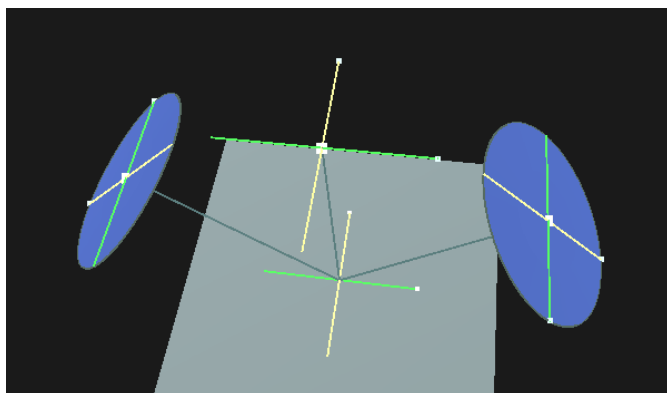


Рис. 2. Модельна схема взаємодії двох абсолютно когерентних циркулярно поляризованих хвиль однакового азимута та інтенсивності.

Для таких хвиль однакового азимута, взаємодіючих під кутом  $90^0$ , видність розраховується:

$$V = \frac{\sqrt{\text{tr}[W(\vec{Q}_1, \vec{Q}_1, 0)] \text{tr}[W(\vec{Q}_2, \vec{Q}_2, 0)]}}{\Phi_{yy}^{(1)}(r) + \Phi_{yy}^{(2)}(r)} \left| \eta_{yy}^{(1,2)} \right|, \quad (4)$$

а просторовий розподіл поляризації задається виразами (1) та (2), де  $E_{x3} = 0$  та  $E_{z3} = 0$ .

В цій ситуації оцінювати ступінь когерентності початкових хвиль неможливо, внаслідок відсутності модуляції розподілу видності (рис. 2).



Введення опорної хвилі змінює просторовий розподіл інтенсивності та розподіл поляризації. Вибираємо напрямок розповсюдження цієї хвилі перпендикулярним до площини спостереження. Картина розподілу видності перетворюється, якщо азимут опорної хвилі змінюється, наприклад,  $\alpha = 0^{\circ}, 45^{\circ}, 90^{\circ}$ .

Зміна фази опорної хвилі ( $0..2\pi$ ) дозволяє отримати просторову модуляцію інтенсивності. При цьому підсилюється вплив однієї з компонент ( $x$ -компоненти) в утворенні результуючого розподілу інтенсивності, що дозволяє задати глибину модуляції видності та оцінити ступінь когерентності відповідних полів.

Відповідно глибина модуляції видності може бути розрахована як:

$$M = 2 \sum_m \sum_{ij} \sum_l \frac{\sqrt{\text{tr}[W(\vec{Q}_m, \vec{Q}_m, 0)] \text{tr}[W(\vec{Q}_3, \vec{Q}_3, 0)]}}{\Phi_{ll}^{(m)}(r) + \Phi_{ll}^{(3)}(r)} \left| \eta_{ij}^{(m,3)} \right|, \quad (5)$$

$m = 1, 2; i, j, l = x, y, z.$

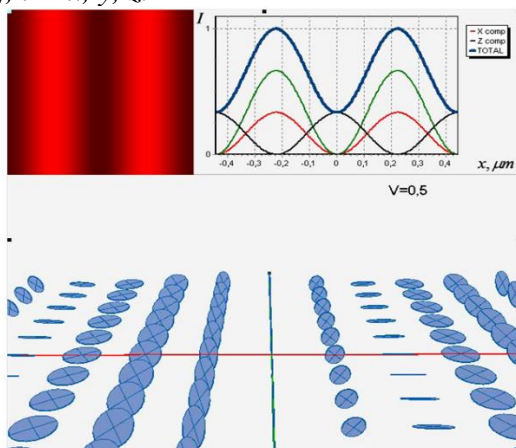


Рис.3.9. Схема, яка описує розподіл і модуляцію інтенсивності (верхня права частина рисунка) та поляризації (нижня частина рисунка) у випадку взаємодії двох когерентних взаємноперпендикулярних циркулярно-поляризованих хвиль однакового азимута та інтенсивності. (Крива, яка відзначена чорним кольором у верхній правій частині рисунка, описує модуляцію  $z$ -компоненти, червоним кольором –

модуляцію  $x$ - компоненти, зеленим кольором – модуляцію  $y$  – компоненти, синім – результат суперпозиції). Розподіл інтенсивності поля наведений в одиницях координат. Від’ємні значення координати  $x$

Введення лінійно-поляризованої референтної хвилі ( $\alpha = 0^0$ ) змінює значення  $x$ - та  $y$ - компонент результуючого поля, задає деяку модуляцію інтенсивності, але без можливості отримання нульового значення для всіх компонент поля одночасно. Збільшення внеску  $x$ - компоненти в загальний розподіл дозволяє збільшити видність інтерференційної картини за рахунок зменшення фонові інтенсивності, зменшуючи вплив  $y$ - компоненти.

## Лекція 5

### Тема: Загальні підходи до вимірювань рівня фемто

#### План

1. Використання мікро- та наночастинок у проблемах метрології
2. Двоосні кристали у задачах створення багатофункціональних пасток для мікро- та нанооб'єктів
3. Мікро- та наночастинки як зонди оптичного поля

Вимірювання рівня фемто - це реальні досягнення сучасної фізики, одним із прикладів є створення та використання фемтосекундних лазерів. Методи, що дозволяють перетворити лазерні імпульси, які працюють в режимі автоматичної настройки, в імпульси майже довільної форми, були запропоновані більше двох десятиліть тому. При звичайних способах формування імпульсів використовують спектральну дисперсію для просторового розподілу та подальшої рекомбінації спектральних компонент, утворюючи широкосмуговий вхідний імпульс. Під час поширення фаза та амплітуда (іноді поляризація) окремих дисперсних оптичних частотних компонент можуть перетворюватися одночасно або паралельно за допомогою різних технологій модуляції. Після рекомбінації частотних компонент вихідна хвиля буде задана оберненим перетворенням Фур'є просторової картини, перенесеним на складний оптичний спектр. Один з важливих напрямків формування фемтосекундних імпульсів за останнє десятиліття був пов'язаний з розробкою оптичних частотних гребінців на основі гребінців, за які в 2005 році було отримано Нобелівську премію з фізики за величезний вплив на метрологію частоти та пов'язані з нею поля. Такі підходи до формування імпульсу широко застосовуються в технології надшвидких

оптичних процесів. Процес утворення ультрашвидкого хвильового фронту використовується для когерентного лазерного моніторингу фотохімічних реакцій та квантово-механічних процесів, в подальшому для створення приладів для багатовимірної оптичної спектроскопії, для стиснення імпульсу до тривалості періоду коливань видимого світла.

Надзвичайно короткі імпульси, утворені у фокусі мікрооб'єктів, використовуються для отримання нелінійних біомедичних зображень для візуалізації мікрооб'єктів, для лазерної обробки та для можливості безперешкодного поширення фемтосекундних імпульсів вздовж волокон понад 50 км. Інша можливість використання фемтосекундних імпульсів полягає у створенні програмованих просторово-часових полів, які мають властивість одночасно зосереджуватись у просторі та часі, глибоко всередині сильно розсіяних середовищ, таких як, наприклад, біологічні тканини.

Іншим прикладом вимірювань фемторівнів на основі реальних результатів оптичної метрології є використання оптичних сил фемто-ньютонського порядку для маніпулювання мікро- та нанооб'єктами з вивченням ефекту зворотного зв'язку об'єктів на оптичні поля.

## **1. Використання мікро- та наночастинок у проблемах метрології**

Новий унікальний інструмент, що з'явився відносно нещодавно і дозволяє здійснювати оптичну метрологію, - це набір методів захоплення, переміщення, маніпулювання та контролю руху мікро- та наночастинок. З цією метою створюються оптичні пастки, в яких оптичними потоками можна керувати за допомогою набору параметрів поля, а саме амплітуди, фази чи поляризації.

Таким чином, утворюються різні типи пасток для просторового захоплення та переміщення нанорозмірних

об'єктів, створюючи активні оптичні сили порядку фемто-ньютона.

Комплексно, розглядаючи методи створення мікро- та нано-маніпуляторів, пінцетів та двигунів, а також використання метрологічних елементів, що засновані на класичних оптичних принципах, але доповнені новими, а можливо, принципово новими, вирішуються технічні та технологічні рішення, вирішуються нові метрологічні задачі для оптичних вимірювань мікро-, нано-, піко-, фемтосекундних діапазонів. За швидкістю обертання мікрочастинок навіть можна визначити коефіцієнт поглинання речовини, ступінь анізотропії матеріалу тощо. В основному можна стверджувати, що ці рішення будуються на диференціальних, порівняльних принципах та підходах.

## **2. Двоосні кристали у задачах створення багатофункціональних пасток для мікро- та нанооб'єктів**

Можливість формування різних амплітудно-фазових, поляризаційних структур поля, які можна використовувати для маніпулювання мікро- та нанооб'єктами, представлена в багатьох роботах останнього десятиліття на основі сучасних метрологічних підходів для досягнення нано- (фемто-) рівня оптичних вимірювань. Цікавим вирішенням цієї проблеми є те, що завдяки використанню заломлюючих кристалів, можна одночасно працювати з різними параметрами оптичного поля, створюючи широкий арсенал пасток на основі одного кристала.

Створені пастки, захоплюючи наночастинки оптичним полем, забезпечують визначення параметрів наночастинок з високою точністю, з похибкою у кілька відсотків.

Так, використання двоосних кристалів дозволяє формувати оптичні поля з різноманітною структурою внутрішніх потоків енергії. Поширення злегка розбіжного (конічного) пучка світла із заданою лінійною поляризацією генерує складне оптичне поле з просторово неоднорідними розподілами інтенсивності, фази та поляризації, що супроводжується складною схемою поперечних потоків енергії (рис. 1).

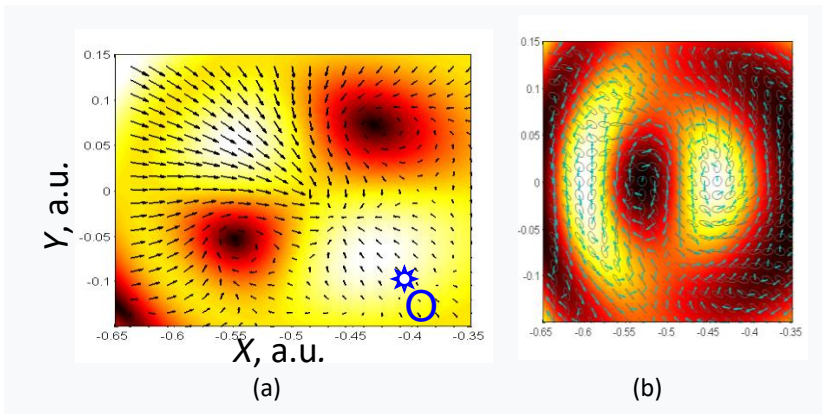


Рис. 1. Розподіл поля на виході двоосного кристалу в районі оптичної осі  $O$  (обидві осі лежать у площині  $XZ$ , так що  $x = 0$  відповідає середньому напрямку між осями); поляризація вхідного пучка складає кут  $45^\circ$  з віссю  $X$ : (а) розподіл інтенсивності після вихідного  $X$ -орієнтованого поляризатора (фон) та поперечного орбітального потоку  $X$ -поляризованої компонентаї (чорні стрілки); (б) густина спінового потоку загального вихідного поля (фону), карта спінового потоку (сині стрілки) та розподіл поляризації (сірі еліпси)

Такі поля володіють різноманітними можливостями для захоплення та контролю мікрочастинок, наприклад:

- мінімуми інтенсивності (максимуми) утворюють природні пастки для поглинаючих (діелектричних) частинок за рахунок градієнтної сили;

б) сингулярності фаз, (пов'язані з нулями амплітуди) (рис. 1а), пов'язані з вихроподібними орбітальними потоками, здатними викликати обертання захопленої частинки;

в) і орбітальний, і спіновий потоки можуть викликати напрямлений рух частинок у поперечній площині (рис. 1а, б);

г) густина кутового спінового моменту поля (рис. 1, б) може викликати керований орбітальний рух частинок залежно від їхнього положення в поперечному перерізі пучка;

д) розподіл вихідного поля може бути легко модифікований за допомогою керованої вхідної та вихідної поляризації, що забезпечує відповідні засоби для делікатного просторового розташування захоплених частинок.

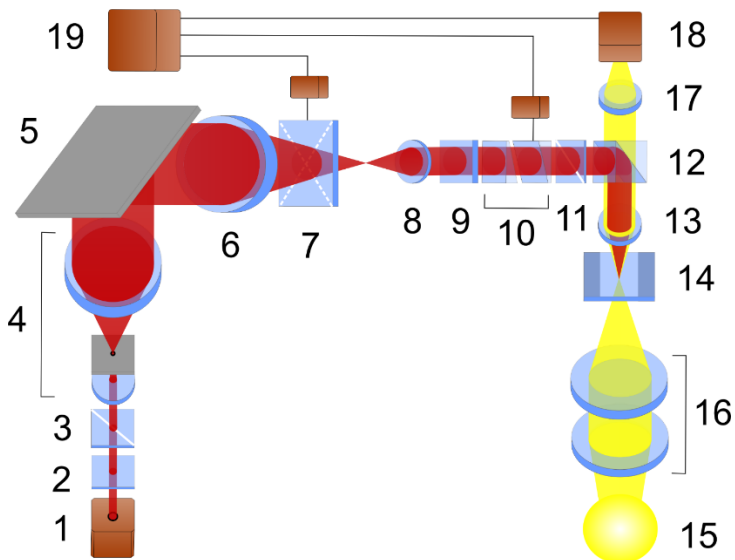


Рис. 2. Схема оптичного пінцета на основі двовісного кристалу: 1 - лазер (650 нм, 200 мВт); 2 - чвертьхвильова платівка; 3, 11 - поляризатори; 4 - розширювач променя з просторовою фільтрацією; 5 - дзеркало, 6, 8, 13, 17 - мікрооб'єктиви; 7 - двовісний кристал з 3D обертаним приводом; 9 - кальцитова пластина; 10 - кальцитові клини з 2D зміщенням одного клина; 12 - розщеплюючий дихроїчний куб; 14 - зразок; 15 - джерело білого світла; 16 - лінзи; 18 - CCD-камера; 19 - ПК.

Схема оптичного пінцета з використанням вищезазначених принципів показано на рис. 2.

З іншого боку, як уже зазначалося, використання нанота мікрочастинок є діагностичним інструментом для оптичних полів. Оптичні сили, що виникають в оптичному полі і діють на ці частинки, знаходяться на рівні нано-, піко-, фемто-ньютонів, і залежать відповідно від властивостей, форми та розміру частинок. Відповідно, стає можливим просторово розділити внутрішні оптичні потоки на спіновий та орбітальний.

### 3. Мікро- та наночастинки як зонди оптичного поля

Розглянемо результати, отримані шляхом відокремлення внеску орбітального та спінового кутового моменту в загальну картину руху частинок захоплених оптичним полем.

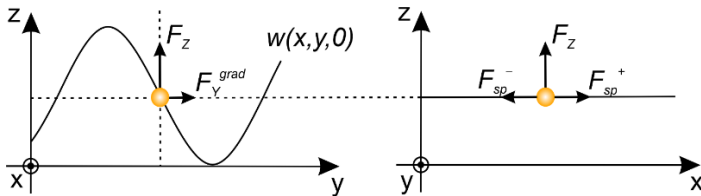


Рис. 3. Механічна дія падаючого поля на досліджувані частинки, включаючи компоненту розсіювання, здійснювалася за допомогою обчислення декартових компонент сили ( $F_x$ ,  $F_y$ ,  $F_z$ ), що діють на розміщені в оптичному полі частинки. Поздовжня компонента сили ( $F_z$ ) являє собою традиційну дію світлового тиску, яка спрямовує частинки вперед; поперечна у-компонента ( $F_y$ ) відповідає градієнтній силі ( $F_y^{grad}$ ) неоднорідного оптичного поля і захоплює частинки або відштовхує їх від областей високої концентрації електромагнітної енергії. Найцікавішим результатом є аналіз складової оптичної  $F_{sp}^{\pm}$  потужності вздовж поперечного напрямку  $F_x$  - єдиної складової сили, яка пов'язана зі спіновим потоком. Цей висновок підтверджується тим, що відповідно до поведінки спінового потоку величина сили  $F_x$  змінює свій знак зі зміною спіральності  $\sigma$  падаючого променя. У випадку лінійно поляризованого світла ця компонента сили повністю зникає.



Незважаючи на механічну еквівалентність спінових та орбітальних потоків енергії, тобто їх здатність викликати поступальний або обертальний рух досліджуваних частинок, кількісні характеристики спін-індукованого чи орбітально індукованого руху, що залежать від розміру та властивостей частинки, значно відрізняються. Тобто ефект спінових та орбітальних потоків можна експериментально розрізнити, використовуючи тестові частинки зі спеціально підібраними розмірами та властивостями. На наступному малюнку (рис. 4) показано залежність значення компонент оптичних сил від розміру частинок різних типів. Розрахунки проводили для двох типів сферичних частинок, суспендованих у воді ( $\varepsilon = 1,77$ ,  $\mu = 1$ ,  $n = 1,33$ ): металу (гідрозоль золота, відносний показник заломлення  $m = 0,32 + 2,65i$ ), діелектрика (латекс у вода,  $t = 1,12$ ); хвильове число  $k = 1,33 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  (He-Ne лазер).

Для усунення впливу інтенсивності падаючого променя і зменшення кількості представлених даних отримане значення сили нормували шляхом ділення обчислених значень на загальний імпульс падаючого потоку по всьому його перетину ( $P_0$ ).

Як видно з результатів оцінки значень спінових та орбітальних потоків, показаних на рисунку, кількісні особливості спін-індукованих та орбітально індукованих рухів а, відповідно, і оптичні сили, та їх взаємозв'язок з розмірами та властивостями частинки значно відрізняються. Згідно основної мети даної роботи, за результатами оцінки (рис. 4), вдалося визначити оптичну силу розміром порядку  $10^{-15}$ - $10^{-25}$  для спін-індукованої компоненти оптичної сили відповідно до розміру частинок. Нам вдалося провести експериментальне підтвердження існування сили цього рівня в спеціально організованому експерименті. Використання діелектричних тестових частинок та механізму розсіювання світла Релея дозволило

експериментально оцінити дію спінових та орбітальних потоків. Частинки чутливі до оптичних сил, спричинених як спіновими, так і орбітальними потоками.

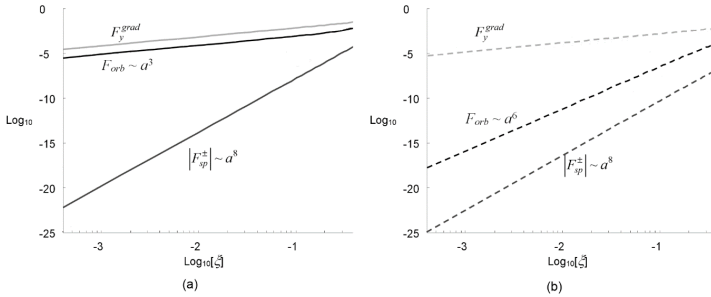


Рис. 4. Порівняльна картина механічної дії оптичних сил, пов'язаних зі спіновими та орбітальними внутрішніми потоками енергії, зображена у подвійній логарифмічній шкалі. Криві представлені для випадку частинок невеликого розміру. Суцільні лінії: металеві частинки, пунктирні лінії: діелектричні частинки. Порядок зростання оптичної сили з радіусом частинки вказується з урахуванням коефіцієнта нормування  $P_0$ . Для порівняння оптичної сили показана градієнтна сила  $F_y^{\text{grad}}$ . Тут  $\xi = ka$  - розмірний параметр частинок ( $a$  - радіус частинок).

Значення сили оцінюється на рівні піко-, фемто-ньютонів, і відповідно до наших експериментів (рис. 5.) отримані результати можна вважати підтвердженням механічної дії спінового моменту (спінового потоку енергії) пучка світла на досліджувані частинки обраної форми та властивостей. Тут продемонстровано експериментальне спостереження поляризаційно-залежного орбітального руху досліджуваних частинок у поперечно неоднорідному пучку з циркулярною поляризацією, де орбітальна дія густини орбітального імпульсу відсутня або незначна. Ця демонстрація руху вимагала ультраточного експерименту, коли враховуються особливості фемторівневої оцінки дії оптичної сили на наночастинки.

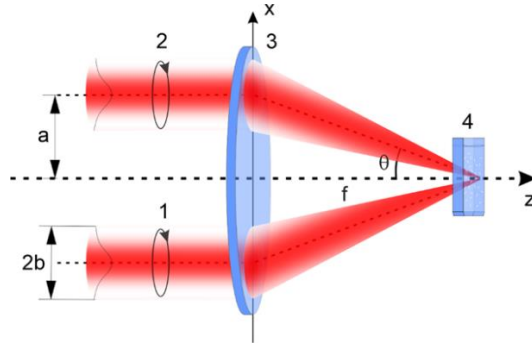


Рис. 5. Схема експериментальної установки: (1), (2) - вхідні пучки; (3) лінзи об'єктиву; (4) кювета з досліджуваними частинками, що суспендовані у воді

Для спостереження за дією оптичних потоків на наночастинки було обрано оптичну схему, в якій апертура лінзи підбиралася з метою уникнення трансформації перетворення спінових та орбітальних потоків. Значення числової апертури не дозволяють вивчити дію густини імпульсу спіна, оскільки суворе фокусування циркулярно поляризованого пучка викликає часткове перетворення вихідного спінового потоку в орбітальний. І навіть якщо спостерігається деяка механічна дія потоку, то неможливо однозначно зробити висновок про дію спінового імпульсу або орбітального. Щоб уникнути неоднозначності, фокусування не повинно бути високим: спін-орбітальним перетворенням можна знехтувати (тобто воно не перевищує 1%) цього можна досягнути при використанні лінз з числовою апертурою  $< 0,2$  (кут  $\theta \approx 11^\circ$ ). Таке фокусування призводить до певної втрати концентрації енергії; однак, можна уникнути значного зменшення спінової дії у фокальній площині, якщо зниження інтенсивності компенсується збільшенням неоднорідності пучка. Наведена вище експериментальна конструкція дозволила відтворити та записати дію оптичної сили на рівні фемто-, що є унікальним підтвердженням існуючої можливості

метрології. Циркуляція енергії спінового характеру існує всередині кожної смуги, тоді як орбітальний імпульс є повністю радіальним і пов'язаний з розбіжністю пучка (рис. б.). Цей радіальний імпульс поля може бути використаний для пояснення механізму захоплення частинок у потрібне положення поза центром, що дозволяє спостерігати орбітальний рух, пов'язаний з густиною спінового імпульсу.

У неоднорідному світловому полі будь-яка діелектрична частинка піддається дії градієнтної сили, яка спрямовує її до максимальної інтенсивності, наприклад, до осі пучка, і навпаки. Радіальна густина орбітального імпульсу розбіжного пучка створює значення радіального тиску, що спрямовує частинку від осі. В результаті обидві сили компенсують одна одну в певних областях інтерференційної схеми.

Отже, змінюючи циркуляцію вектора напруженості електричного поля, захоплена частинка, що здійснює орбітальний рух, буде змінювати напрямок руху за годинниковою стрілкою або проти годинникової стрілки відносно власної осі. І орбітальний, і обертальний рухи припиняються, коли поляризація падаючого пучка лінійна. Можливість переміщення частинок силою, що викликана впливом спінових потоків енергії, відкриває нові перспективи для створення керованих оптичних мікромашин, мікрomanipуляторів, в яких регулювання і перемикання здійснюються за допомогою зміни поляризації падаючого пучка без зміни інтенсивності або його просторового профілю. Такі методи можуть бути корисними у багатьох системах, що вимагають високої швидкості комутації.

Слід також пам'ятати, що наночастинка є багатофункціональним нанорозмірним інструментом, що грає роль окремого зонда для діагностики структури поля в

зоні складного мікророзподілу. Наночастинки є засобом доставки мікродоз лікарських засобів у клітини. Це унікальний засіб вивчення складної макроструктури оптичного поля майже в реальному часі. Така можливість може бути реалізована у воді чи інших прозорих розчинах із суспендованими наночастинками, коли дія оптичної сили забезпечує їх перерозподіл у різні області складного оптичного поля. Нове положення цих частинок могло б забезпечити інформацію про просторовий розподіл амплітуди, поляризації і, як результат, фази поля. Очікується, використання наночастинок для вивчення спекл-полів, коли вони переносяться у точки сингулярності поля внутрішніми потоками енергії, що дозволяє відновити інформацію про зміни макро- та мікрооб'єктів у часі.

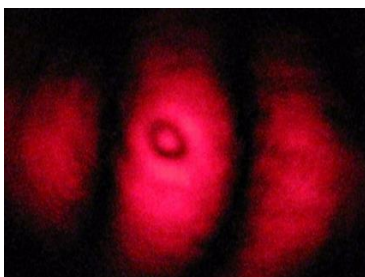


Рис. 6. Положення захоплених частинок у центрі інтерференційної смуги

## Лекція 6

### Тема: **Метрологія оптичних параметрів для низькопоглинаючих мікрочастинок**

Розглянемо демонстрацію одного з метрологічних рішень для визначення коефіцієнта поглинання низькопоглинаючих мікрочастинок шляхом оцінки швидкості обертання таких об'єктів у полі циркулярно поляризованого пучка. Унікальність запропонованого експериментального підходу полягає в тому, що точність визначення оптичного параметра є порядку фемто-. Це прорив у оптичній метрології, що підтверджується тим фактом, що сучасне експериментальне обладнання та відповідні експериментальні підходи та вимірювання підняли мікрорівень на новий, більш делікатний рівень.

Зокрема, ми представляємо результати, отримані при вивченні мікроскопічних властивостей рідин та різних біологічних зразків за допомогою складних оптичних полів. Оптичне поле, діючи на частинки, передає їм частину імпульсу, тим самим викликаючи просторовий рух частинок. Характеристики цього руху істотно залежать від оптичних констант досліджуваних мікро- та наночастинок.

Навіть властивості складних твердих зразків, що містять, як домішки, різного роду у вигляді включень дрібнозернистої структури, визначаються оптичними властивостями цих мікро- і наночастинок, тим самим відкриваючи нові можливості для застосування. Зміна умов розповсюдження випромінювання значною мірою залежить від ослаблення випромінювання, яке визначається тут поглинанням та розсіюванням випромінювання на цих включеннях.

Традиційно для вирішення подібних задач використовують теорію розсіювання Мі, що дозволяє

визначити механічні пондеромоторні фактори (силу і круговий момент), які діють на частинку з боку оптичного поля. Що ще важливіше, що пондеромоторні фактори можуть бути безпосередньо пов'язані з оптичними параметрами частинки, і це можна використовувати для їх вимірювання.

Критерієм дії оптичних полів на мікро- та наночастинки є обертальний рух частинки під впливом кутового моменту, який властивий оптичному полю циркулярної поляризації з кутовим моментом імпульсу. Обертальний рух частинки відбувається за рахунок кутового спінового імпульсу поля, що поглинається частинкою, а його кутова швидкість  $\Omega$  пов'язана з обертовим моментом випромінювання рівнянням:

$$\Omega = \frac{T}{8\pi\eta r^3}$$

де  $\eta = 8,9 \cdot 10^{-3}$  дин·с·см<sup>-2</sup> (при 25° С) - динамічна в'язкість середовища.  $T$  - абсолютний круговий момент, який розраховується за допомогою теорії Мі  $T=4\pi I n/\epsilon c \sigma(\text{Im}(\alpha_e) - (2k^3)/3\epsilon |\alpha_e|^2)$ , тут  $\alpha_e$  - поляризація, з'являється завдяки поглинання частинок.  $I$  – густина потоку енергії хвилі,  $c$  - швидкість світла у вакуумі,  $\omega$  - частота хвилі,  $k=\omega/c)n$  - хвильове число, а  $\sigma$  – спінове число хвилі, що дорівнює  $\pm 1$  право- (ліво-) циркулярна поляризація відповідно і 0 для будь-якої лінійної або відсутніх поляризації. Тут передбачається, що частинка занурена в однорідне ізотропне діелектричне середовище з реальною діелектричною проникністю  $\epsilon$  та реальною магнітною проникністю  $\mu$  так, що показник заломлення дорівнює  $n=\sqrt{\epsilon\mu}$ . Показник поглинання  $k$  частинок, суспендованих у воді та захоплених у центрі поперечного перерізу сфокусованого Гаусового пучка з радіусом  $w_0=2\text{мкм}$ , може

бути безпосередньо отриманий із спостережуваної швидкості обертання  $\Omega$ , проявленої частинкою в пучку потужністю  $P=100 \text{ мВт}$ ,  $\kappa = q\Omega/P$ , де  $q$  – коефіцієнт модуляції. При цьому частинка повинна мати низьке поглинання, щоб не було місцевого нагрівання середовища, що оточує частинку. Ефективне захоплення частинок вимагає, щоб розмір частинок був у кілька разів меншим за розмір плями фокусування, щоб запобігти дифракції захопленого об'єкта. Ми використали слабопоглинаючі ( $\kappa \leq 10^{-3}$ ) діелектричні частинки діаметром від 0,5 до 2 мкм. Схема експериментального обладнання представлена на наступному малюнку 15.

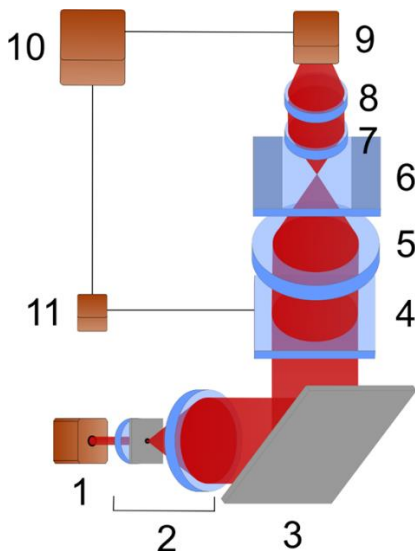


Рис. 2. Схема експериментальної установки: (1) лазер; (2) розширювач пучка з просторовим фільтром; (3) дзеркало; (4) чвертьхвильова платівка; (5), (7) та (8) об'єктиви; (6) кювета з зондуючими частинками, суспендованими у воді; (9) CCD-камера; (10) персональний комп'ютер; (11) блок управління.



В результаті дії оптичного поля частинка набуває обертального руху, а кутова швидкість частинки відповідає тій частині обертального моменту, яка поглинається. У міру збільшення поглинання спостерігається прискорення обертального руху. Вимірне значення швидкості обертання, отримане в експерименті, наприклад для частки приблизно  $\Omega_e = 25,8 \text{ c}^{-1}$ , відрізняється від теоретично отриманої швидкості обертання приблизно на 20%. Така помилка може бути пояснена поздовжніми зміщеннями частинки відносно осі пучка, за рахунок нагріванням кювети з частинками, зміни властивостей води всередині кювети та інших причин. Введення коефіцієнта нормалізації, отриманого шляхом порівняння теоретичних та експериментальних результатів, дозволило визначити значення коефіцієнта поглинання частинок для цього типу, яке становить величину  $12,4 \cdot 10^{-4}$ .

Звичайно, виникає питання про точність запропонованого способу вимірювання показника поглинання. Гнучкість цього методу визначається заломлюючими властивостями частинки, густиною середовища, в якому частинки суспендовані, характеристиками опромінюючого пучка та його поперечним перерізом. Формуються обмеження для визначення швидкості обертання частинок приблизно  $0,1 \text{ c}^{-1}$ . Тоді як, при введенні коефіцієнта переходу ( $q$ ), помилка в оцінці коефіцієнта поглинання  $\delta$  може бути отримана в діапазоні  $10^{-8} \leq \delta \leq 4 \cdot 10^{-7}$ . Отримання надійних результатів вимірювання коефіцієнта поглинання частинок можливо для коефіцієнта поглинання менше  $10^{-2}$ .

Таким чином, можливість безпосередньо оцінити значення показника поглинання світла мікрочастинками стала можливою завдяки запропонованому підходу, який використовує принципи захоплення та обертання мікрочастинок внутрішніми потоками енергії. Сучасний

стан розвитку технологій маніпулювання мікрооб'єктами різного роду та властивостей робить запропонований метод метрології оптичних властивостей обнадійливим та перспективним для багатьох практичних застосувань, а отримані результати є першим кроком у вирішенні такого роду метрологічних проблем. Висока чутливість метрології коефіцієнта поглинання, висока точність оцінки вимірюваного параметра (при досягненні відповідного рівня контролю за умовами вимірювання) дає можливість використовувати цей метод для дослідження слабкопоглинаючих частинок.

Вищезазначені результати щодо використання методики мікро- та наночастинок для вивчення складних оптичних полів, переходу до контролю руху частинок на рівні порядку декількох ангстрем при діючій силі на захопленій об'єкт на рівні фемтоньютона відкривають нові можливості сучасної метрології. Такі підходи вже сьогодні використовуються для маніпулювання органелами в клітинах, вивчення в'язкопружних властивостей, побудови молекулярних двигунів і знайдуть своє втілення серед багатьох інших цікавих застосувань.

## Лекція 7

### Тема: Поляризаційні сингулярності в частково когерентних світлових пучках

План:

1.  $U$  та  $P$  сингулярності в частково просторово когерентних комбінованих пучках
2. Векторні сингулярності частково взаємно когерентних змішаних компонент

В цій лекції представлено особливі поляризаційні сингулярності, що виникають при некогерентній суперпозиції співвісних ортогонально поляризованих лазерних пучків. У поперечному перерізі параксіальних комбінованих оптичних пучків такого класу, замість звичайних сингулярностей, таких як нулі амплітуди (оптичні вихори), що властиві скалярним полям, та поляризаційні сингулярності, такі як  $S$  точки та  $L$  лінії, що властиві повністю когерентним векторним полям, виникають *фазові сингулярності комплексного ступеня поляризації* (КСП), опис і дослідження яких базуються на дослідженнях зосереджених на Юнгівській концепції крайової дифракційної хвилі стосовно діагностики фазових сингулярностей просторової функції когерентності оптичних полів. Це –  $U$  контури вздовж яких ступінь поляризації рівний нулю, а стан поляризації невизначений (сингулярний) та ізольовані  $P$  точки, де ступінь поляризації рівний одиниці, а стан поляризації визначається незникаючою компонентою комбінованого пучка. (Слід зауважити, що обговорюваний тут КСП відрізняється від введеного комплексного ступеня взаємної поляризації, КСВП, який є доточною функцією оптичного пучка).

Коротко сформулюємо сутність запропонованого

підходу.

Відомо, що кожен рівень опису оптичних явищ містить власну групу сингулярностей, тобто, групу елементів поля (точок, ліній, поверхонь, в залежності від вибраної розмірності), в яких деякий параметр поля невизначений. Важливість визначення цих елементів зумовлена тим фактом, що такі елементи формують особливий скелетон поля, так, що знаючи поведінку поля в таких сингулярних елементах (і в їх околі), можливо передбачити, щонайменш у якісний спосіб, однак, із високою ймовірністю, поведінку поля по всій області.

Умовно, сингулярності оптичних полів можна класифікувати наступним чином:

- сингулярності геометричної оптики,
- сингулярності повністю когерентних скалярних (однорідно поляризованих) хвильових полів – оптичні вихори,
- сингулярності повністю когерентних векторних (неоднорідно поляризованих) хвильових полів – оптичні вихори,
- сингулярності частково когерентних хвильових полів,
- сингулярності квантової оптики – “квантові центри”.

Сингулярності геометричної оптики – каустики, де амплітуда поля стає нескінченою. Сингулярності повністю когерентних полів підрозділяються на два класи: скалярних (однорідно поляризованих) полів та векторних (неоднорідно поляризованих) полів. В скалярних полях, коли поляризацією можна знехтувати, мають місце, так звані, дислокації хвильового фронту (які також відносяться до нулів амплітуди чи оптичних вихорів). Фаза комплексної амплітуди в таких елементах невизначена і при їх перетині стрибкоподібно змінюється. У векторних полях оптичні вихори відсутні, хоча вони залишаються в певній

поляризаційній («скалярній») компоненті. Замість у поперечному перетині поля вихорів виникають поляризаційні сингулярності, а саме, елементи поля, в яких азимут поляризації (С точки) або напрямок обертання (L лінії) невизначені. При перетині L ліній, напрямок обертання стрибкоподібно змінюється на протилежний; при перетині С точки, на протилежний змінюється азимут поляризації. Такий тип сингулярностей не зовсім зрозумілий з точки зору квантової механіки, будучи «замаскованим» через, так званий, квантовий вакуум, хоча, віддаль впливу такої квантової бази досить незначна. Її лінійний розмір складає порядки величин  $\lambda^{-3}$  (біля 6 Å для He-Ne лазера).

Усі зазначені сингулярності зникають у випадку частково когерентних хвильових полів (однак, вони залишаються в кожній повністю когерентній компоненті). На заміну (крім того) ним, виникають нові сингулярності частково когерентних полів. Варто наголосити, що сингулярності частково когерентних полів сформувались в новий розділ сингулярної оптики тільки з початком третього тисячоліття.

При цьому знову виникають дві умови: скалярний випадок, коли поляризація ігнорується, оскільки стан поляризації є однаковим в усіх точках поля; і векторний випадок, коли стан поляризації *частково когерентних* полів змінюється від точки до точки, що вимагає чіткого врахування векторної природи світла. Перший (скалярний) випадок став предметом дослідження в останні роки. В результаті цих досліджень було введено нові сингулярності просторової та часової кореляційних функцій квазі-монохроматичних світлових полів, так само як і сингулярності спектральних компонент поліхроматичного («білого») випромінювання. Векторні сингулярності частково когерентних світлових полів введені нещодавно.

## 1. U та P сингулярності в частково просторово когерентних комбінованих пучках

Розглянемо векторні сингулярності у частково когерентних оптичних пучках на наступному наглядному прикладі. Взаємно некогерентні і ортогонально поляризовані Лагер-Гаусова мода LG01 і плоска хвиля співвісно змішані. Такі компоненти можуть бути отримані від одного лазера (із використанням комп'ютерно-генерованої голограми для формування LG01 моди) в інтерферометричній схемі із оптичної різницею ходу,  $\Delta l$ , що відповідно перевищує довжину когерентності використовуваного лазера,  $l$ , або із використанням двох різних лазерів. Інтенсивність плоскої хвилі обиралась меншою за пікову інтенсивність моди, див. Рис. 1.

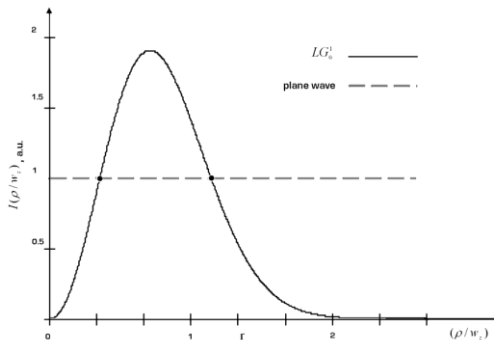


Рис. 1. Змішування вихрової моди LG01 і плоскої хвилі із інтенсивністю, меншою за пікову інтенсивність моди.

Отже, ми розглядаємо двокомпонентне змішування спів напрямлених ортогонально поляризованих пучків, один з яких містить звичайну фазову сингулярність, а саме, оптичний вихор. Інтерференція із формуванням смуг між такими пучками виключена з двох причин: точна взаємна некогерентність компонент; їх поляризаційна

ортогональність. Зазначимо, якщо навіть виконується тільки друга умова, незалежно від ступеня взаємної когерентності двох пучків по усьому інтервалу від нуля (коли оптична різниця ходу перевищує довжину когерентності світла) до одиниці (для нульової різниці ходу), то візуально спостережувана і фотометрично виміряна картина залишається незмінною. Однак, більш точний поляризаційний аналіз комбінованого пучка дозволяє розрізнити два граничних випадки, а саме, повністю когерентне і повністю некогерентне змішування ортогонально поляризованих компонент.

Розглянемо спершу граничний випадок, коли дві компоненти повністю взаємно когерентні. Задля чіткості, ми розглядаємо когерентне змішування ортогонально *циркулярно* поляризованих LG01 моди й плоскої хвилі. Крім усього іншого, вибір циркулярного поляризаційного базису має перевагу в тому, що він є інваріантним щодо повороту системи координат, на відміну від лінійного чи еліптичного базису, що є відносним.

Взагалі, комбінований пучок скрізь має одиничний ступінь поляризації ( $\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} = 1$ , де  $s_1, s_2, s_3$  - нормований другий, третій і четвертий параметри Стокса, і є еліптично поляризованим. Але, в центрі вихору моди LG01 поле є циркулярно поляризованим зі станом поляризації, що відповідає плоскій хвилі. Звичайна фазова сингулярність (вихор) ортогонально поляризованої компоненти комбінованого пучка знаходиться в основі цієї циркулярної поляризації. В той же час, результуюче поле лінійно поляризоване на двох контурах, де амплітуди двох компонент стають рівні між собою, див. Рис. 2 а. При цьому, завдяки гелікоїдальній структурі хвильового фронту моди LG01, азимут лінійної поляризації змінюється із зміною різниці фаз між модою і плоскою хвилею. Така топологічна структура може розглядатись як елементарна

експериментальна модель утворення  $S$  точки і, оточуючого її,  $L$  контуру, традиційних для сингулярної оптики векторних полів. Дійсно, подібно до випадку випадкових векторних полів, перетин  $L$  лінії, де напрямок обертання невизначений, супроводжується стрибкоподібною зміною цього напрямку обертання на протилежний, у відповідності до домінуючої по інтенсивності компоненті із незмінним азимутом поляризації. Для порівняння на Рис. 2 б показано лінію однакових інтенсивностей когерентно змішаних компонент з лінійним поляризаційним базисом.

Цікаво, що елементарна структура, показана на Рис. 2 а безпосередньо пов'язана із описом поляризованого світла на циркулярній комплексній поляризаційній площині, яка є стереографічною проекцією сфери Пуанкаре. Отож,  $S$  точки і  $L$  контури відповідають полюсам сфери Пуанкаре і її екватору, див. Рис. 3.

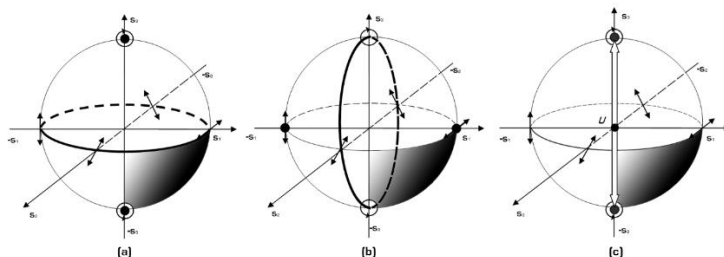


Рис. 2. Лінії однакових інтенсивностей ортогонально поляризованих пучків у просторі Стокса: екватор сфери Пуанкаре для циркулярного поляризаційного базису, когерентне змішування (а);  $45^\circ$ -меридіан включно із полюсами для лінійного поляризаційного базису, когерентне змішування (б); діаметр сфери Пуанкаре, що дотикається до полюсів для циркулярного поляризаційного базису, некогерентне змішування (с).



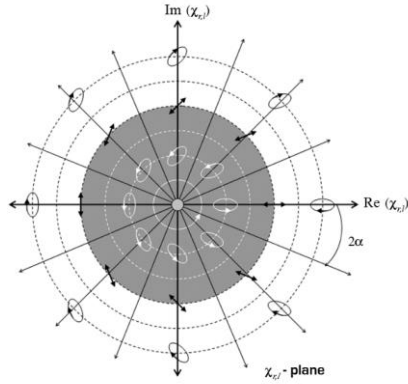


Рис. 3. Комплексна циркулярна поляризаційна площина. Центр координат відповідає лівоциркулярній поляризації (С точка); коло одиничного радіусу розділяє дві області і відповідає лінійній поляризації зі змінним азимутом поляризації (L контур), цей контур розділяє області із лівим та правим напрямками обертання; правоциркулярно поляризована точка лежить на нескінченності.

Обґрунтуємо цей інтуїтивний розгляд формальним описом. Звернемось до векторів Джонса для двох компонент. Правоциркулярно поляризованої моди LG01 і лівоциркулярно поляризованої плоскої хвилі,

$$\mathbf{E}_{LG} = c(w/\rho)e^{i\Delta} \begin{bmatrix} e^{i\varphi} \\ e^{i(\varphi+\pi/2)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}_P = \begin{bmatrix} e^{i\varphi} \\ e^{i(\varphi-\pi/2)} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

де  $c$  - амплітудний множник, який відповідає за неоднорідний амплітудний розподіл моди у функції безрозмірної радіальної координати, і  $e^{i\Delta}$  - співвідноситься із гелікоїдальною зміною фази моди по околу центрального вихору (це очевидно для Лагер-Гаусових мод, але тут несуттєво). Вектор Джонса комбінованого пучка наступний:

$$\mathbf{E}_{Total} = \mathbf{E}_{LG} + \mathbf{E}_P = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} ce^{i\Delta} + 1 \\ ce^{i\Delta} e^{i\pi/2} + e^{-i\pi/2} \end{bmatrix} e^{i\varphi}. \quad (2)$$

Загальна матриця когерентності пучка знаходиться як

$$\{\mathbf{J}\} = \mathbf{E}_{Total} \cdot \mathbf{E}_{Total}^* = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^* & E_y^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

або точніше:

$$\{\mathbf{J}\} = \begin{bmatrix} c^2 + 2c \cos \Delta + 1 & c^2 e^{-i\pi/2} + 2c \sin \Delta + e^{i\pi/2} \\ c^2 e^{i\pi/2} + 2c \sin \Delta + e^{-i\pi/2} & c^2 - 2c \cos \Delta + 1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Комбінуючи елементи матриці когерентності, знаходимо *повні* параметри Стокса:

$$S_0 = J_{xx} + J_{yy} = 2(c^2 + 1); \quad S_1 = J_{xx} - J_{yy} = 4c \cos \Delta; \quad (5)$$

$$S_2 = J_{xy} + J_{yx} = 4c \sin \Delta; \quad S_3 = i(J_{xy} - J_{yx}) = 2(c^2 - 1).$$

Зосередимось на випадку  $c = 1$ . Обчислимо для цього випадку *нормовані* параметри Стокса:

$$s_0 = 1; \quad s_1 = \cos \Delta; \quad s_2 = \sin \Delta; \quad s_3 = 0. \quad (6)$$

Зникнення четвертого параметра Стокса означає, що у всіх точках контуру, де інтенсивності змішаних компонент рівні між собою, а ні право-, а ні лівоциркулярна поляризація не є домінуючою. Це безпосередньо співвідноситься із Рис. 2 а. У всіх точках такого L контуру поляризація є лінійною із

азимутом  $\alpha = 0.5 \tan^{-1}(s_2/s_1) = \Delta/2$ , а кут еліптичності  $\beta = 0.5 \arcsin s_3 = 0$ . Окрім того, ступінь поляризації  $P = \sqrt{s_1^2 + s_2^2} \equiv 1$ . У відповідності із гелікоїдальною структурою хвильового фронту моди LG01, різниця фаз компонент змінюється вздовж контуру однакових інтенсивностей, що зумовлює зміну азимуту поляризації. Таким чином, ми отримуємо безпосередній аналог L контуру. Далі, в центрі вихору LG01 моди маємо  $c = 0$ . Знов, виходячи із рівняння (5) ми знаходимо нормовані параметри Стокса 1, 0, 0, -1, тобто, лівоциркулярно поляризовану плоску хвилю. В околі такої C точки поляризація є еліптичною, із азимуту поляризації, що змінюється по азимутальній координаті і еліптичністю, що зменшується від вихору до L контуру, рівняння (6), де напрямок обертання невизначений і стрибкоподібно змінюється при перетині цього контуру. Все це цілком відповідає Рис. 14.

Отже, при циркулярному поляризаційного базисі, обхід по контуру комбінованого пучка «LG01 мода + плоска хвиля», де інтенсивності компонент рівні між собою, відповідає руху по екватору сфери Пуанкаре, що визначається співвідношенням лишень другого і третього параметрів Стокса. (Для порівняння, використовуючи лінійний поляризаційний базис, тобто,  $0^\circ$  і  $90^\circ$ , таким самим чином можна отримати нормовані параметри Стокса для комбінованого пучка  $1, 0, \cos[\Delta + (\varphi_0 - \varphi_{90})], \sin[\Delta + (\varphi_0 - \varphi_{90})]$ , що відповідає точкам на  $45^\circ$ -меридіані сфери Пуанкаре, див. Рис. 2 б.)

Перед тим, як у наступному розділі почати розгляд найзагальнішого випадку часткової взаємної когерентності змішаних ортогонально поляризованих компонент, розглянемо інший частковий випадок, а саме, повністю

некогерентне змішування таких компонент. Не має необхідності в побудові векторів Джонів і матриці когерентності для комбінованого пучка. Визначити параметри Стокса взаємно некогерентних компонент можна безпосередньо їх просумувавши, без врахування різниці фаз, яка для некогерентного додавання є несуттєвою. Нормовані параметри Стокса ортогонально поляризованих пучків відрізняються тільки знаками другого, третього і четвертого параметрів:  $\{1, s_1, s_2, s_3\}$  і  $\{1, -s_1, -s_2, -s_3\}$ . Зрозуміло, що коли дві компоненти набувають однакового значення інтенсивності, нормовані параметри Стокса дорівнюють  $\{1, 0, 0, 0\}$ . Поле в таких елементах є повністю неполяризоване. Це і є  $U$  сингулярності. Такий випадок показано на Рис. 2 с, коли змішуються дві ортогонально циркулярно поляризовані компоненти. Траєкторія зображаючої точки для комбінованого пучка в цьому випадку – діаметр сфери Пуанкаре, що дотикається до двох полюсів. У сингулярність зображено у центрі такої сфери, а усі інші точки (окрім центру і полюсів) зображають частково циркулярно поляризоване поле. При цьому, довжина вектора зображається всередині сфери від її центру до зображаючої точки і дорівнює ступеню поляризації. Точка, де ступінь поляризації рівний одиниці позначається як  $P$  (повна поляризація) точка. Її локалізація визначає вихор ортогонально поляризованої (скалярна сингулярність) компоненти. Набір  $P$  точок і  $U$  контурів відповідає екстремумам ступеня поляризації поля, а *сингулярності ступеня поляризації* формують векторний скелетон двокомпонентного комбінованого пучка. Розгляд проводився із використанням означення комплексного ступеня поляризації - КСП, пов'язаного із орієнтацією вектора поляризації у Стоковому просторі, який зазнає фазової сингулярності в центрі цього простору. Отож,  $U$  сингулярності можуть розглядатись саме як векторні

сингулярності. Зокрема, сингулярності вектора поляризації, коли їх величина рівна нулю, а фаза (орієнтація вектора) невизначена.

Зауважимо, що умова виникнення  $U$  сингулярності подібна до умови виникнення  $L$  контуру у повністю когерентному випадку. Це означає, що локалізації  $C$  та  $L$  сингулярностей в повністю когерентних полях і  $P$  та  $U$  сингулярностей у частково когерентних полях, отриманих від некогерентного складання ортогонально поляризованих компонент, однозначно співпадають.

Зміщення відносно  $U$  сингулярності призводить до переважання по інтенсивності однієї з двох ортогональних компонент. Стан (часткової) поляризації визначається саме домінуючою компонентою. Тому, ступінь поляризації може бути визначений у формі, подібній до визначення видності:

$$P = \left| \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \right|. \quad (7)$$

Іншими словами, в кожній точці комбінованого пучка, однакові по інтенсивності частини ортогональних компонент формують неполяризований фон, на якому проявляється повністю поляризована частина, яка відповідає домінуючій за інтенсивністю компоненті. Це повністю узгоджується із класичним розкладом частково поляризованого пучка на повністю когерентну і повністю некогерентну неполяризовану частини, що додаються по інтенсивностях без урахування різниці фаз. Зауважимо, що немає жодного пристрою, що забезпечував би такий розклад на практиці. Однак, повністю поляризована частка може визначатись експериментально у Стокс-поляриметричному експерименті,  $P = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}$  або, згідно рівняння (7). Теоретично, таким пучкам ставиться у

відповідність набір двох матриць когерентності – для повністю поляризованого і повністю неполяризованого пучка.

Отже, у комбінованому пучку згаданого виду мають місце лишень два ортогональних стани поляризації, які розділені  $U$  сингулярностями з невизначеним станом поляризації.

Таким чином, розглянуті часткові випадки показують тотожність локалізації  $S$  і  $P$  сингулярностей та  $L$  і  $U$  сингулярностей для тотожної групи компонент. Однак, околиці таких сингулярностей суттєво різні. В частково просторово когерентних пучках наявні лише два ортогональних стани поляризації і ступінь поляризації змінюється від точки до точки в областях, розділених  $U$  сингулярностями.

## **2. Векторні сингулярності частково взаємно когерентних змішаних компонент**

Розглянемо тепер більш загальний випадок, коли дві змішувані компоненти, показані на Рис. 1, ортогонально (циркулярно) поляризовані та частково взаємно когерентні. Ступінь взаємної когерентності компонент може поступово змінюватись від одиниці до нуля. Це здійснюється в схемі інтерферометра Маха-Цендера із контрольованою оптичною затримкою між плечима інтерферометра, як показано на Рис. 4.

Півхвильова платівка на вході інтерферометра слугує для збалансування співвідношення інтенсивностей між плечима інтерферометра без зміни загальної поляризації на виході. Два поляризатори всередині інтерферометра контролюють параметри лінійної поляризації. Мода LG01 формується комп'ютерно-синтезованою голограмою. Чвертьхвильова платівка на

виході інтерферометра перетворює ортогональні лінійні поляризації в ортогональні циркулярні.

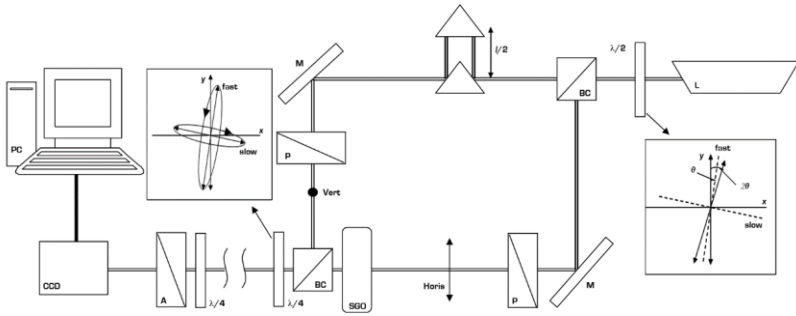


Рис.4. Загальна схема для утворення і виявлення векторних сингулярностей у частково когерентних пучках: L – He-Ne лазер;  $\lambda/2$  і  $\lambda/4$  – півхвильова і чвертьхвильова платівки, відповідно; P – поляризатори; A – лінійний аналізатор; SGO – сингулярно генеруючий об’єкт (комп’ютерно-синтезована голограма); BS – світлоподільник; M – дзеркала; CCD – CCD-камера; PC – комп’ютер. Вставки показують дію  $\lambda/2$  і  $\lambda/4$  платівок на вході та на виході інтерферометра; дві призми формують оптичну затримку.

Чвертьхвильова платівка і лінійний аналізатор на приймальному кінці разом із CCD-камерою, зв’язаною з комп’ютером, забезпечують Стокс-поляриметричний аналіз комбінованих пучків. За допомогою двох призм в плечі інтерферометра забезпечується контроль оптичної різниці ходу і взаємної когерентності змішуваних компонент. А саме, можливо контролювати затримку  $\Delta l$  від нуля до величини, що досягає довжини когерентності (довжини хвильового цугу)  $l$  використовуваного лазера. Зміна співвідношення  $\Delta l/l$  відповідає зміні ступеня взаємної когерентності ортогонально поляризованих компонент. Так, для  $0 < \Delta l/l < 1$  комбінований пучок є *одночасно* частково просторово когерентним (через зміну

співвідношення інтенсивностей в поперечному перерізі результуючого поля) і частково часово когерентним (через ненульову затримку між компонентами).

Як було згадано вище, умови виникнення  $L$  контурів і  $U$  контурів у граничних випадках змішування ортогонально циркулярно поляризованих пучків однакові: інтенсивності компонент мають бути рівні між собою. Якщо оптична різниця ходу більша за нульову, поле на  $L$  контурі залишається лінійно поляризованим, але ступінь поляризації зменшується. Це впливає із того факту, що ступінь поляризації пучка визначається через ступінь взаємної когерентності його довільним чином, але ортогонально поляризованих компонент, в нашому випадку право- і лівоциркулярно поляризованих компонент. Це означає, що  *$U$  контур зароджується саме на основі  $L$  контуру.*

Ступінь поляризації може бути еквівалентно представлений в термінах *вимірюваних* параметрів Стокса (що буде використано в наступному розділі) або *теоретично*, тобто, через інваріанти матриці когерентності, які в той самий час визначають властивості когерентності поля:

$$P = \sqrt{1 - \frac{4 \det\{\mathbf{J}\}}{\text{Sp}^2\{\mathbf{J}\}}} . \quad (8)$$

При цьому, взагалі, ступінь поляризації завжди не менший за модуль ступеня взаємної когерентності компонент, для циркулярно поляризованих компонент

$$|\mu_{rl}| = \left| \frac{J_{rl}}{\sqrt{J_{rr}J_{ll}}} \right| . \quad (9)$$



В загальному випадку,  $P \neq |\mu_{rl}|$ , ступінь когерентності залежить від базису розкладу, а от ступінь поляризації є інваріантом. Але, ступінь поляризації рівний *максимальному* ступеню когерентності  $P \equiv |\mu_{rl}|_{\max}$ , у випадку, коли компоненти однакові по інтенсивності. Це саме випадок L сингулярностей і U сингулярностей. Найбільш важливо, що зміна оптичної різниці ходу призводить до зміни ваги  $|\mu_{rl}|$  повністю когерентної (і повністю поляризованої) частини комбінованого пучка і  $1 - |\mu_{rl}|$  його повністю некогерентної частини. Збільшення  $\Delta l/l$  різниці супроводжується збільшенням ваги U сингулярності над L сингулярністю, так що можна прослідкувати послідовне перетворення L контуру в U контур.

## Лекція 8

### Тема: Експериментальне відновлення «чистих» і «змішаних» поляризаційних сингулярностей

Змішування моди LG01 і плоскої хвилі було представлено на схемі Рис. 4 попередньої лекції. Інтенсивність плоскої хвилі була значно (десь на порядок) меншою за пікову інтенсивність моди. Обидві компоненти циркулярно поляризовані. Наступні результати були отримані при таких умовах.

Рис. 1. ілюструє комбінований пучок вигляд якого, як зазначалось вище, залишається однаковим (з експериментальною точністю) при довільній затримці в інтерферометрі. Це фото було отримане для некогерентного змішування двох компонент при  $\Delta l/l \approx 3$ . Було виміряно просторовий розподіл параметрів Стокса і вигляд елементів, де  $s_1 = s_2 = s_3 = 0$  ( $P = 0$ , U контури), а  $s_3 = 1$  (P точка). Таким чином, ми можна відновити векторний скелетон частково просторово когерентного комбінованого пучка сформованого повністю взаємно когерентними компонентами. Експериментальна похибка у визначенні нормованих параметрів Стокса була на рівні 7%; цього достатньо для відновлення P точки та U контурів. P і U сингулярності для цього випадку показані на правому фрагменті Рис. 1. Два U контури розділяють області із правою і лівою циркулярною поляризацією, що показано різними кольорами. В цих областях  $\sqrt{s_1^2 + s_2^2} = 0$ , а  $s_3 < 1$ . Зауважимо, що повний Стокс-поляриметричний експеримент у поперечному перерізі пучка, необхідний у цьому випадку, реалізовувався поворотом лінійного аналізатора і не забезпечував розділення часткової циркулярної поляризації та повної еліптичної поляризації.

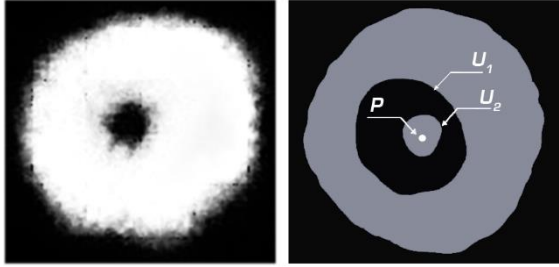


Рис. 1. Частково когерентний комбінований пучок (лівий фрагмент) і його векторний скелетон, сформований  $P$  і  $U$  сингулярностями (правий фрагмент) при повністю некогерентному змішуванні циркулярно поляризованих компонент.

Окремі карти параметрів Стокса менш показові і є тільки рядовим матеріалом для знаходження ступеня поляризації, еліпсометричних параметрів поля і векторних сингулярностей. Тому, ми окремо показуємо 2D розподіл на правому фрагменті Рис. 1. 1D переріз ступеня поляризації цього комбінованого пучка, див. Рис. 2. Пунктирна крива показує подвійну бокову радіальну залежність  $P$ , обчислену згідно рівняння (8). Суцільна крива демонструє експериментально отриманій розподіл, який знаходився як комбінація вимірених параметрів Стокса, саме  $P = |s_3|$ . Кількісна відмінність двох кривих (у позиціях нулів і пелюсток піків) очевидна та пояснюється анізотропією вихору. Все ж, характер експериментальної залежності знаходиться в достатній якійсній відповідності із результатами моделювання. А саме, з кожної зі сторін від центрального вихору можна спостерігати по два нулі ступеня поляризації, що визначають два  $U$  контури. Більш того, експеримент доводить типову конічну структуру околу  $U$  контурів, і яка достовірно вказує на справжню сингулярність будь-якого виду, на відміну від локального мінімуму.

Інший частковий випадок (повністю взаємно когерентні компоненти) при  $\Delta l/l \ll 1$  (приблизно 0.05) проілюстровано на Рис. 3. Знов, були отримані просторові карти параметрів Стокса і вибрані елементи  $s_3 = 0$  і  $\sqrt{s_1^2 + s_2^2} = 1$ . Це є лінії лінійної поляризації. Потім, в декількох вибраних точках таких L ліній ми визначили азимут поляризації знов двома шляхами: по-перше, як  $\tan^{-1}(s_2/s_1)$ , і, по-друге, через безпосереднє вимірювання азимута поляризації поворотом лінійного аналізатора до повного гасіння поля у певній точці, що відповідає перетину азимута поляризації комбінованого пучка і вісі максимального пропускання аналізатора. Співпадання між двома результатами при визначенні азимуту поляризації не перевищує 0.1 рад.

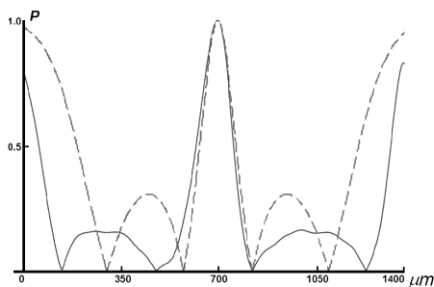


Рис 2. 1D розподіл ступеня поляризації комбінованого пучка, сформованого двома взаємно некогерентними ортогонально поляризованими компонентами, показаного на Рис. 1.

Абсолютне гасіння пучка у специфічних точках саме показує, що ступінь поляризації  $P = 1$  (на відміну від попереднього випадку повністю взаємно некогерентних компонент, де інтенсивність на виході з аналізатора не залежить від його орієнтації). Також, для певної орієнтації чвертьхвильової платівки і аналізатора, поле в кожній іншій точці може бути погашене, що свідчить про те, що скріз

ступінь (еліптичної) поляризації рівний одиниці. Варто порівняти Рис. 3. із виглядом циркулярної комплексної поляризаційної площини (Рис. 3 попередня лекція), щоб переконатись, що, дійсно, такий поляризаційний розподіл по всьому комбінованому пучку є близьким експериментальним аналогом циркулярної поляризаційної площини.

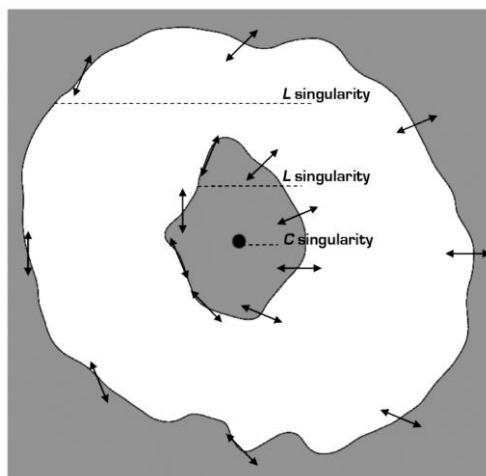


Рис. 3. С і L сингулярності в комбінованому пучку, створеному із повністю взаємно когерентних ортогонально (циркулярно) поляризованих моди LG01 та плоскої хвилі. На L лініях, де інтенсивності двох змішуваних компонент однакові, азимут поляризації змінюється. Області різних кольорів відповідають протилежним напрямкам обертання.

Нарешті, ми експериментально розробили проміжний випадок, при  $0 < \Delta l/l < 1$ , що знаходиться між випадками, розглянутими вище. При поступовій зміні оптичної різниці ходу між тими ж ортогонально (циркулярно) поляризованими компонентами, ми отримали просторовий розподіл для компонент Стокса  $I_0, I_{90}, I_{+45}, I_{-45}, I_r, I_l$  і знайшли на їх основі параметри

Стокса. Далі, з комбінацій цих параметрів визначили ступінь поляризації та еліпсометричні параметри.

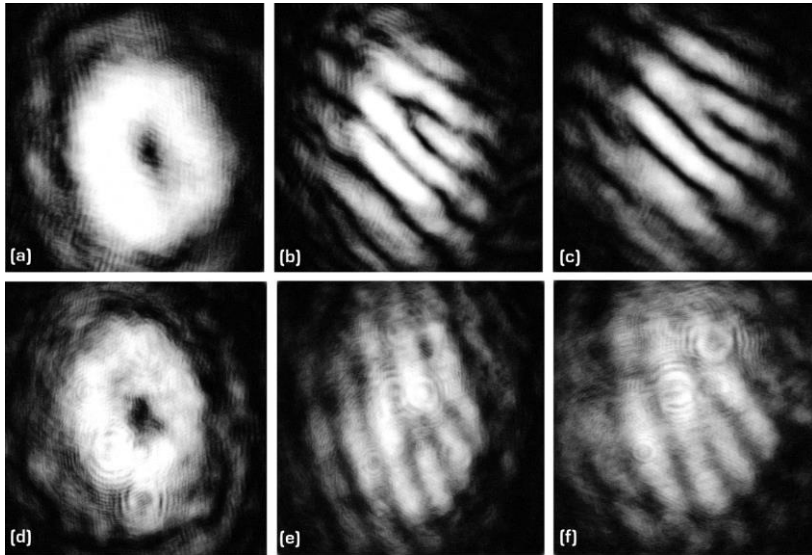


Рис. 4. Комбіновані пучки “LG01 мода + плоска хвиля” із відповідною різницею ходу  $\Delta l/l \approx 0.05$  (a) і  $\Delta l/l \approx 0.56$  (d); відповідні розподіли інтенсивностей за лінійним аналізатором для визначення параметрів Стокса:  $+45^\circ$  (b та e) і  $-45^\circ$  (c та f). Падіння видимості інтерференційних смуг на фрагментах e та f відповідає зниженню паралельно ступеня взаємної когерентності змішуваних компонент та ступеня поляризації комбінованого пучка.

Перед формулювання висновків, представимо один із ряду (проміжний) результатів, що підлягає наступній обробці. Рис. 4. ілюструє комбіновані пучки “LG01 мода + плоска хвиля” (із великим співвідношенням інтенсивностей, так, що плоска хвиля не спостерігається) при різниці оптичних шляхів близькій до одиниці (когерентна межа, показана на Рис. 3.) і дещо більшої за довжину когерентності використовуваного лазера, лівий

фрагмент Рис. 4. Інші фрагменти цього рисунку – розподіли інтенсивності  $I_{+45}$  (центральна колонка) і  $I_{-45}$  (права колонка) використані для формування третіх параметрів Стокса. (Інші пари розподілів інтенсивності демонструють подібну тенденцію). Хоча, дві ортогонально поляризовані компоненти не інтерферують, їх однакові поляризаційні проекції, пропущені певним чином зорієнтованим поляризатором, можуть інтерферувати залежно від їх взаємної когерентності. Якщо ступінь взаємної когерентності компонент не нульовий, їх однакові поляризаційні проекції інтерферують, формуючи типову картину, яка виявляє фазову сингулярність. Маючи достатнє просторове розділення для визначення вихору, ми задали ненульовий кут інтерференції між компонентами (що був достатньо малим, щоб не впливати на точність поляризаційних вимірювань). При цьому, замість типової для співвісного змішування моди LG01 з плоскою хвилею, равликopodobної картини, ми отримуємо інтерференційні вилки. Порівняння центральної та лівої колонок Рис. 4. показує, що просторові розподіли інтенсивності для ортогонально поляризованих проекцій комбінованого пучка є доповнюючими у тому сенсі, що темна вилка замінюється світлою.

Головний висновок випливає з порівняння b і e (с і f). Зменшення взаємної когерентності змішуваних компонент і зменшення ступеня поляризації комбінованого пучка, що супроводжується зменшенням здатності однакових поляризаційних проекцій змішуваних компонент до інтерференції, що, зрештою, проявляється у зниженні видності інтерференційної картини. Так, на фрагментах b і c Рис. 4. ( $\Delta l/l \approx 0.05$ ) виміряна видність 0.97, а на фрагментах Рис. 4. e і f ( $\Delta l/l \approx 0.56$ ) видність – 0.24 (з експериментальною похибкою, яка не перевищує 5%). Це показує здійсненність, що дозволяє *визначити ступінь*

взаємної когерентності двох ортогонально поляризованих пучків вимірюванням ступеня поляризації комбінованого пучка, сформованого з таких компонент, знайдених з параметрів Стокса. А саме, в нашому експерименті  $|\mu_n|$  для  $\Delta l/l \approx 0.56$  також дорівнює 0.24. З причин, обговорених в Розділі 3, такі вимірювання є найкращими і представлені через елементи комбінованого пучка, де інтенсивності двох компонент рівні між собою (де L та U сингулярності співіснують у випадку просторової взаємної когерентності компонент), тоді як в таких сингулярних елементах комбінованого пучка  $P \equiv |\mu_n|$ .

Розглянуто векторні сингулярності світлових полів, які є одночасно просторово частково і частково часово когерентними. Показано, що у випадку просторово когерентного змішування двох ортогонально *циркулярно* поляризованих компонент звичайні векторні сингулярності, тобто, C точка та L лінії занурені у поле еліптичних поляризацій співіснують із сингулярностями, що виникають саме в частково когерентних полях, такими як U та P сингулярності, як екстремуми ступеня поляризації. Показано поступову трансформацію C та L сингулярностей у P та U сингулярності, відповідно, що супроводжуються зменшенням ступеня взаємної когерентності компонент. Звичайні поляризаційні сингулярності повністю когерентних полів (C точки та L лінії) зникають у некогерентній частині комбінованого пучка, так, що лишень поляризація компоненти, яка переважає за інтенсивністю, залишається в околі P точок та U ліній.



## Лекція 9

### Тема: Поляриметрична метрологія в діагностиці структури та фізіологічного стану біологічних тканин

План:

1. Поляриметричний підхід
2. Оптичний кореляційний підхід
3. БТ як двозаломлююча матриця, що трансформує параметри лазерного світла
4. Механізми утворення поляризаційно неоднорідних лазерних зображень БТ
5. Статистичний та фрактальний аналіз поляризаційних зображень БТ

Оптична діагностика складних неоднорідних фазових об'єктів, таких як біологічні тканини (БТ) може здійснюватися багатьма, відносно незалежними способами, такими як фотометрія, поляриметрія, кореляційна оптика. Базуючись на цих напрямках була сформована лазерна поляриметрія БТ як нова галузь прикладної оптичної метрології. Ця галузь розглядає морфологічну структуру БТ як двокомпонентну аморфно кристалічну структуру. Міжклітинна речовина БТ складається, в основному, з коаксіальних циліндричних протеїнових волокон, що володіють властивостями одноосьових двопронезаломлюючих кристалів.

Лазерна поляриметрія у режимі одноразового розсіяння зарекомендувала себе як ефективний інструмент для виявлення набору зв'язків між статистичними (перший – четвертий статистичні моменти) та фрактальними параметрами (логарифмічна залежність спектру

потужності), як характеризують геометрично-оптичну структуру міжклітинної речовини БТ, та поляризаційні параметри (координатний розподіл азимуту поляризації та еліптичності) в її зображенні. Успіх у застосуванні лазерної поляриметрії для діагностики оптично тонких шарів БТ, обумовив подальший розвиток нових статистичних підходів для аналізу узгоджених станів поляризації в різних точках об'єктного поля утвореного багат шаровою БТ, в тому числі використовуючи поняття комплексного ступеня поляризації та виходячи з цього, знаходження комплексного ступеня анізотропії полікристалічних протеїнових ниток. Як було сказано, розробка нових способів надійної оцінки фізіологічного стану оптично анізотропних БТ є надзвичайно важливим напрямком.

Просторова модуляція поляризаційних та кореляційних характеристик є притаманною лазерному випромінюванню розсіяному об'єктами, такими як зображення БТ. Оптична когерентна томографія та її нова галузь, поляризаційно чутлива оптична когерентна томографія, є одними з найперспективніших способів отримання інформації про таку модуляцію. Цей спосіб діагностики базується на вимірюванні координатних розподілів параметрів Стокса, це дає можливість отримати важливу інформацію як про мікроструктуру БТ, так і про координатний розподіл оптичної анізотропії архітектонічних структур сформованих двопротенезаломлюючими протеїновими волокнами. Подальший розвиток поляризаційно чутливої оптичної когерентної томографії передбачає розробку нових технологій для поляриметричного, інтерферометричного і кореляційного аналізу та обробки неоднорідностей в

поляризаційних зображеннях БТ. Розглянемо ці підходи більш детально.

## **1. Поляриметричний підхід**

Лазерне випромінювання, подібно до природного світла може поглинатися та розсіюватися БТ. Ці процеси призводять до зміни поля, що дає нам можливість отримати інформацію про мікро- та макроструктуру досліджуваного середовища та його складові. Спектрофотометричні методи наразі є одними з найбільш широко використовуваних для діагностики БТ. Ці методи базуються на аналізі на просторових та часових змінах інтенсивності поля розсіяного оптично неоднорідними об'єктами. Наразі досить швидко розвиваються діагностичні методики, що базуються на фундаментальних уявленнях про поляризацію та когерентність.

Просторові зміни параметрів оптичних полів традиційно характеризуються когерентними властивостями поля. «Вимірювання когерентності» між двома світловими збуреннями є можливим завдяки тому, що дві когерентні хвилі утворюють інтерференційну картину, з певною видністю, яка є мірою кореляцій між електричними полями з однаковими поляризаціями у двох визначених точках.

Іншою величиною, що характеризує кореляційні властивості розсіяних лазерних полів є ступінь поляризації, що визначається максимальним значенням кореляції між ортогональними формами поляризації поля у певній точці. Поляризаційні властивості поля можуть бути експериментально визначені, вимірюваннями інтенсивності випромінювання, що пройшло через різні оптично активні елементи. Методи які базуються на використанні матриць

когерентності та ступенів поляризації що відповідають кореляції ортогональних поляризаційних компонент в одній точці поля, називаються поляризаційними методами.

Інтенсивний розвиток векторного (поляризаційного) напрямку вивчення морфологічної структури та фізіологічного стану різних БТ сформував основу для розробки моделі що описує оптично анізотропні та само-подібні структури БТ. Ковін дослідив упорядковану само-подібну структуру типової сполучної тканини, а саме сухожилля (трополаген, мікрофібрил). Ковін підкреслює, що ниткоподібні структурні елементи є дискретними, та характеризуються масштабом (коефіцієнтом) повторення протягом великого інтервалу «оптичних розмірів» ( $1\text{мкм} - 10^3\text{мкм}$ ). Оптичні характеристики такої структури БТ, в цілому, відповідають «замороженим» одноосьовим рідким кристалам.

Аналогічний підхід для опису морфологічної структури БТ, де БТ розглядається як двокомпонентна аморфно-кристалічна структура. Аморфна складова БТ (жири, ліпіди, неструктуровані протеїни) є ізотропною для поляризації, тобто оптично неактивна.

Кристалічна складова БТ формується двопронезаломлюючими протеїновими волокнами (колаген, протеїн, міозин, еластин). Властивості кожного окремого волокна моделюються оптично одновісним кристалом, вісь якого співпадає з напрямком упаковки у площині БТ, а коефіцієнт двопронезаломлення визначається матеріалом волокна. Архітектонічна структура, що формується невпорядкованими

двопроменезаломлюючими волокнами становить вищий рівень організації БТ.

Ця модель дає пояснення поляризаційної неоднорідності об'єктних полів сформованих БТ різних типів, наприклад, кісткові та м'язові тканини, тканини матки. Для одноразового розсіяння визначено взаємозв'язки між азимутом поляризації та еліптичності світлового поля, з напрямками упаковки волокон, а також параметрами, що описують двопроменезаломлення. Це дозволило удосконалити метод поляризаційної візуалізації БТ використовуючи статистичний аналіз двомірних розподілів розсіяних полів.

Результати досліджень продемонстрували існування взаємозв'язків між 1-4 статистичними моментами що описують мікрогеометрію поверхні та орієнтацію/фазу структури двопроменезаломлюючих волокон людської БТ, та набором відповідних статистичних моментів двомірних розподілів азимуту поляризації та еліптичності зображень цих об'єктів, тобто поляризаційних карт. Для розподілів азимуту та еліптичності, зростання асиметрії та ексцесу, виникає внаслідок зростання дисперсії орієнтації оптичних осей двопроменезаломлюючих волокон. Спадання асиметрії та ексцесу відповідає зростанню дисперсії фазових затримок спричинених біологічними кристалами архітектонічних структур.

Подальша розробка лазерної поляриметрії призвела до появи нових методів вимірювання розподілів поляризаційних параметрів, для опису біологічних кристалічних структур властивих різним типам людських БТ. Статистичний аналіз координатних розподілів

параметрів Стокса дає нову інформацію (величини, та координатні розподіли параметрів оптичної анізотропії, для архітектонічних структур сформованих колагеном або міозином) про мікроструктури фізіологічно здорової та паталогічно зміненої БТ. Інтенсивний розвиток методів застосування лазерного випромінювання для діагностики, дав початок новій галузі - оптичній когерентній томографії яка стала потужним та зручним інструментом для неінвазивного вивчення структури БТ.

Використання поляризації лазерного випромінювання як інструменту для збільшення контрасту зображень БТ вилілося у нову галузь оптичної когерентної томографії, а саме поляризаційно чутливу оптичну когерентну томографію. Особлива риса лазерної поляриметрії розподілів азимуту поляризації та еліптичності полягає у точковому аналізі поляризаційних параметрів об'єктного поля, та пошуку взаємозв'язків цих параметрів з орієнтацією та параметрами анізотропії БТ.

Взаємозв'язки між азимутом поляризації та еліптичністю поля, з одного боку, та напрямками укладання фібрил, а також параметрами, що характеризують двопронезаломлення, з іншого боку, також були визначені для режиму одноразового розсіювання. Це дозволило вдосконалити техніку поляризації, що візуалізує архітектоніку БТ, застосовуючи статистичний аналіз 2D розподілу розсіяних полів.

Представлені результати визначення взаємозв'язків між сукупністю статистичних моментів 1-го та 4-го порядку, що характеризують мікрогеометрію поверхні та орієнтацію/фазову структуру двопронезаломлюючої

архітектоніки БТ людини, з одного боку, та сукупність відповідних статистичних моментів двовимірних розподілів азимута поляризації та еліптичності зображень цих об'єктів, тобто поляризаційних карт, з іншого боку. Зазначено, що наростаюча асиметрія та ексцентриситет, що характеризують розподіли азимута поляризації та еліптичності на поляризаційних картах, є результатом збільшення дисперсії в орієнтації оптичних осей двоприменезаломлюючої фібрили. Зменшення асиметрії та ексцентриситету відповідають збільшенню дисперсії фазових затримок, спричинених біологічними кристалами архітектонічних мереж. Подальший розвиток лазерної поляриметрії призвів до нових методів вимірювання 2D-масивів параметрів поляризації, що характеризують мережі біологічних кристалів, властивих різним типам БТ людини. Отже, статистичний аналіз координатних розподілів параметрів Стокса дає нову інформацію про мікроструктуру (таку як величини та розподіли координат параметрів оптичної анізотропії архітектонічних мереж, утворених колагеном або міозином) фізіологічно нормальних та патологічно змінених БТ. Як правило, інтенсивний розвиток методів діагностичного застосування лазерного випромінювання знайшов своє відображення в оптичній когерентній томографії, яка стала найбільш розробленим та зручним інструментом для неінвазивного дослідження структури БТ.

Використання поляризації лазерного пучка як інструменту для контрастування зображень БТ призвело до нової галузі оптичної когерентної томографії (ОКТ), а саме. поляризаційно-чутливої оптичної когерентної томографії (PSOCT). Зауважимо, особливістю лазерної поляриметрії

розподілів азимута поляризації та еліптичності є точковий аналіз параметрів поляризації об'єктного поля з подальшим пошуком взаємозв'язків цих параметрів з орієнтацією та анізотропними параметрами архітектоники БТ. Для цього залишаються невизначеними дані про особливості (статистичні, фрактальні) двовимірних розподілів параметрів поляризації поля та орієнтаційно-фазових характеристик об'єкта. Отже, подальший розвиток методів неінвазивної макродіагностики геометричної оптичної структури БТ шляхом вдосконалення традиційного поляризаційно-інтерференційного картографування та пошуку нових методів реконструкції архітектоники БТ є однією з найважливіших тем сучасної оптики.

## **2. Оптичний кореляційний підхід**

Відомо, що поляризаційні властивості світла у зазначеній точці простору можуть бути описані матрицею когерентності. Цей формалізм є всеосяжним для світлового поля в цілому, коли поле є статистично однорідним, тобто коли характеристики поля не залежать від просторових координат. Однак для просторово неоднорідних полів важливо знати не тільки координатні розподіли параметрів поляризації, але також взаємозв'язки станів поляризації та ступінь когерентності в різних точках поля. Перша спроба описати просторові неоднорідності в поляризаційних оптичних полях полягала в прямому узагальненні матриці когерентності двоточковою матрицею когерентності (поляризації), виконаним Горі . (Зауважимо, цей принцип подання оптичних полів загального типу, тобто частково просторово когерентних та неоднорідно поляризованих полів, навіть без обмежень, пов'язаних з параксіальним наближенням, був чітко сформульований ще на початку ери



лазерів, на початку шістдесятих років, та узагальнений у первинному огляді Вольфа та Манделя. Пізніше Горі показав, що певна величина відності інтерференційної картини відповідає кожному елементу матриці когерентності; ці закономірності виникають внаслідок суперпозиції випромінювання від двох точкових джерел, поляризаційні характеристики яких формуються набором поляризаторів і фазових пластин. Матричний аналіз кореляційних властивостей розсіяного когерентного випромінювання узагальнений для векторних (неоднорідно поляризованих) полів.

Настільки ж перспективною є розробка інструментів для безпосереднього вимірювання CDMP у задачах біомедичної оптики, пов'язаних з обробкою когерентних, неоднорідних за поляризацією зображень БТ, отриманих шляхом поєднання методів ОСТ. Було показано, що CDMP когерентного зображення БТ є параметром, чутливим до змін орієнтації / фази архітекtonіки БТ. Експериментальне дослідження двовимірного розподілу CDMP лазерних зображень БТ на прикладах м'язової, шкірної та кісткової тканин підтвердило існування взаємозв'язків між координатною структурою CDMP на лазерних зображеннях та геометричною/оптичною структурою двояких архітекtonічних сіток фізіологічно нормальних та паталогічно змінених БТ..

### **3. БТ як двозаломлююча матриця, що трансформує параметри лазерного світла**

Як вже зазначалося вище, БТ складається з двох компонентів, а саме: оптично ізотропної (аморфна) та анізотропної сіток (позаклітинний матрикс) з

двопроменезаломлюючої оптично одноосної фібрили, див. рис.1.

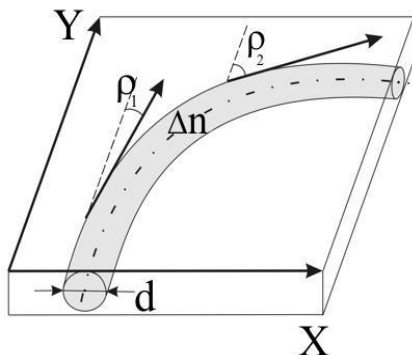


Рис. 1.  $\Delta n$  - d-діаграма двозаломлюючого фібрили;  $\rho_i$  - напрямки упаковки фібрили в площині зрезка БТ.

Дія аморфних та архітектонічних (кристалічних) компонентів БТ,  $\{A\}$  та  $\{C\}$ , відповідно, на когерентне випромінювання характеризується такими операторами матриць Джонса:

$$\{A\} = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \exp(-\tau L) & 0 \\ 0 & \exp(-\tau L) \end{vmatrix} \quad (1)$$

$$\{C\} = \begin{vmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos^2 \rho + \sin^2 \rho \exp(-i\delta) & \cos \rho \sin \rho [1 - \exp(-i\delta)] \\ \cos \rho \sin \rho [1 - \exp(-i\delta)] & \cos^2 \rho + \sin^2 \rho \exp(-i\delta) \end{vmatrix} \quad (2)$$

Тут  $\tau$  - коефіцієнт поглинання БТ товщиною  $l$ ;  $\rho$  - напрямком упаковки анізотропної фібрили (з коефіцієнтом двозаломлення  $\Delta n$ ) на площині зрезка БТ, що вводить фазовий зсув  $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} * \Delta n l$  між ортогональними

поляризаційними компонентами,  $E_x, E_y$ , зонduючого лазерного променя довжиною хвилі  $\lambda$ .

#### **4. Механізми утворення поляризаційно неоднорідних лазерних зображень БТ**

Як впливає з аналізу, механізм утворення неоднорідного за поляризацією граничного поля БТ у кожній точці можна представити у такому вигляді: «розкладання» амплітуди лазерної хвилі  $U$  на ортогональні лінійно поляризовані взаємокогерентні компоненти:

$$\begin{pmatrix} U_x(r) \\ 0 \end{pmatrix} \text{ та } \begin{pmatrix} 0 \\ U_y(r) \end{pmatrix}$$

формування фазового зсуву (різниці фаз) між цими компонентами, що враховує двопроменезаломлення,,  $\delta(r)$  ;

накладання ортогонально поляризованих компонент, що приводить, як правило, до еліптично поляризованої хвилі, що описується наступним рівнянням:

$$\frac{x^2}{u_x^2(r)} + \frac{y^2}{u_y^2(r)} - \frac{2xy}{u_x(r)u_y(r)} \cos\delta(r) = \cos^2\rho(r) \quad (3)$$

#### **5. Статистичний та фрактальний аналіз поляризаційних зображень БТ**

У роботах вивчено два типи оптично тонких (коефіцієнт екстинкції  $\tau \leq 1$ ) гістологічних томи БТ:

- структурована кісткова тканина (рис. 2 А, В);
- паренхіматозна тканина нирки (рис. 2 С, D).

Розподіл координат  $\{ \alpha(r); \beta(r) \}$  та гістограми  $W(\alpha)$ ,  $W(\beta)$  величин азимута поляризації та еліптичності на зображеннях гістологічних томів фізіологічно нормальної кісткової тканини (ліва частина) та тканини нирок (права частина) показані на рис. 2 (фрагменти (а), (б) та (в), (г) відповідно).

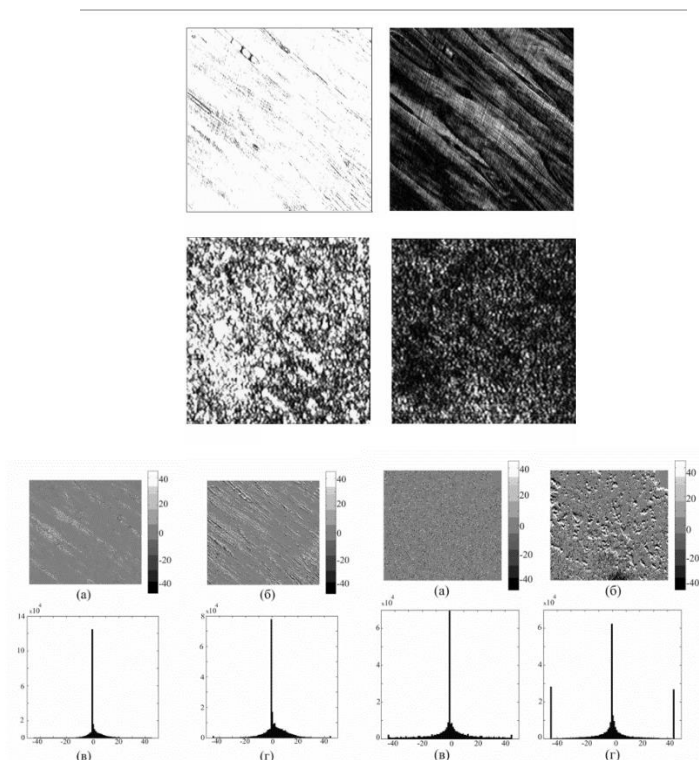


Рис. 2. Поляризаційні зображення кісткової тканини (а, б) та тканини нирок (в, г) для відповідного (а, в) та схрещеного (б, г) поляризатора та аналізатора відповідно.

Рис. 3. Поляризаційні карти кісткової тканини (ліва частина) та ниркової тканини (права частина). Фрагменти

(а), (б) відповідають двовимірним розподілам азимута поляризації та еліптичності відповідно; фрагменти (в), (г) показують гістограми відповідних розподілів.

Розподіли азимута поляризації та еліптичності карт БТ двох типів характеризують сукупність статистичних моментів з 1-го по 4-й порядки, наведені в таблиці 1. Отримані дані для статистичних моментів з 1-го по 4-й порядки розподілів  $W(\alpha)$ ,  $W(\beta)$  зображень БТ різної морфологічної конструкції показують, що двоприменезаломлювальні архітектонічні мережі мають тим вищу структуру, чим більші величини 3-го та 4-го статистичних моментів, пов'язаних із набором параметрів поляризації.

Кісткова (31 зразок)		тканина		Ниркова (27 зразків)		тканина	
$\alpha(r)$		$\beta(r)$		$\alpha(r)$		$\beta(r)$	
$M_1$	0,3 8±0,027	$M_1$	0,2 4±0,014	$M_1$	0,1 1±0,01	$M_1$	0,0 8±0,004
$M_2$	0,2 5±0,015	$M_2$	0,2 1±0,017	$M_2$	0,1 9±0,013	$M_2$	0,0 5±0,003
$M_3$	9,8 ±0,882	$M_3$	7,7 ±0,539	$M_3$	1,4 ±0,056	$M_3$	0,6 1±0,04
$M_4$	24, 6±2,71	$M_4$	12, 5±1,125	$M_4$	3,1 ±0,093	$M_4$	2,2 5±0,113

Таблиця 1. Статистичні імпульси  $M_i$  координатних розподілів станів поляризації на зображеннях БТ кісткових та ниркових БТ

Для пошуку доцільності диференціації геометричної / оптичної структури архітектоніки БТ проведено

порівняльне дослідження статистичної та фрактальної структур карт БТ.

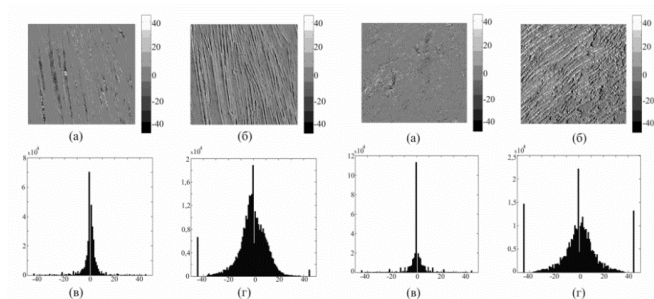


Рис. 4. Поляризаційні карти фізіологічно нормальної (ліва частина) та дистрофічно зміненої (права частина) МТ: (а), (б) - 2D-розподіли (у градусах) азимуту поляризації та еліптичності; (в), (г) - гістограми параметрів поляризації.

Існують цікаві БТ: фізіологічно нормальна та дистрофічно змінена м'язова тканина (МТ), тобто структурована БТ із упорядкованою архітектонікою; фізіологічно нормальна та септично запалена легенева тканина, тобто БТ з острівною архітектонікою. Набір фігур (рис. 3. і 4.) ілюструє карти поляризації згаданих об'єктів.

## Контрольні запитання

1. Розкрийте в чому полягає особливість накладання лінійно-поляризованих пучків в площині падіння?
2. Запишіть та розкрийте в чому полягає фізичний зміст параметру глибини видимості інтерференційної картини.
3. Як з допомогою тестових мікрочасток можна визначити оптичні параметри поля?
4. Опишіть можливість створення коміркових пасток для наночастинок
5. Які можливості оптичного поля по захопленню та маніпулюванню мікрочастками різної рироди?
6. В чому трудність при вимірювання на рівні фемто?
7. Яка ідея створення оптичної пски на основі двоосного кристалу?
8. Як можна виначити коефіцієнт поглинання низько поглинаючих частинок?
9. Які основні класи оптичних сингулярностей Вам відомі?
10. Що таке P та U сингулярності?
11. В чому полягає поляриметричний підхід діагностики біологічних тканин?
12. Як в поляриметричному підході роглядається біологічна тканина?
13. Яка суть кореляційного підходу при аналізі здорової та паталогічно зміненої тканини?
14. В чому суть статистичного та фрактального аналізу поляризаційних зображень БТ?
16. Як з допомогою оптичних струмів мона визначити оптичні параметри світлового поля?
17. Яка особливість накладання 2-ох циркулярно-поляриованих пучків в площинні падіння?
18. Запишіть матрицю когерентності Вольфа
19. В якому випадку використовуються для опису поля внутрішні ступені когерентності?

## Список літератури

1. Wolf, E. & Mandel, L. (1965). Coherence properties of optical fields, *Rev. Mod. Phys.* V. 37, (1965), pp. 231-287
2. Soskin, M.S. & Vasnetsov, M.V. (2001). Singular Optics, In: *Progress in Optics*, Wolf, E., V. 42, (2001), pp. 219–276
3. Gbur, G. & Visser, T.D. (2010). The Structure of Partially Coherent Fields, In: *Progress in Optics*, Wolf, E., V. 55, Issue C, (2010), pp. 285-341
4. Angelsky, O.V.; Ushenko, A.G.; Ushenko, Yu.A. & Pishak, V.P. (2007). Statistical and Fractal Structure of Biological Tissue Mueller Matrix Images, In: *Optical Correlation Techniques and Applications*, Angelsky, O.V., pp. 213-266 Washington: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers
5. Wolf, E. (2003). Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams, *Phys. Lett. A*, V. 312, (2003), pp. 263-267.
6. Ellis, J. & Dogariu, A. (2004). Complex degree of mutual polarization, *Opt. Lett.* V. 29, (2004), pp. 536-538
7. Polyanskii, V.K. & Kovalskii, L.V. (1973). On finestructure of the scattered radiation field, *Opt. Spectrosc.*, V. 35, (1973), pp. 345-350
8. Born, M. & Wolf, E. (1999). *Principles of Optics*, (7), (expanded), Cambridge U. Press, Cambridge
9. Angelsky, O.V. (Ed). (2007). *Optical Correlation Techniques and Applications*, TA 1630, A6, SPIE Press, Bellingham, Washington
10. Angelsky, O.V.; Polyanskii, P.V. & Maksimyak, P.P. (2008). Speckles and Phase Singularities in Polychromatic Fields, In: *New Directions in Holography and Speckle*, Caulfield, H.J.; Vikram, Ch.S., pp. 37-53 (Chapter 3), Kluwer Academic Publishers, Boston
11. Angelsky, O.V.; Hanson, S.G.; Zenkova, C.Yu.; Gorsky, M.P. & Gorodyns'ka, N.V. (2009). On polarization metrology



(estimation) of the degree of coherence of optical waves, *Opt. Expr.*, V. 17, (2009), pp. 15623-15634

12. Zenkova, C.Yu.; Gorsky, M.P.; Maksimyak, P.P. & Maksimyak, A.P. (2010). Optical currents in vector fields, *Appl. Opt.*, V. 50, (2010), pp. 1105-1112

13. Angelsky, O.V.; Gorsky, M.P.; Maksimyak, P.P.; Maksimyak, A.P.; Hanson, S.G. & Zenkova, C.Yu. (2011). Investigation of optical currents in coherent and partially coherent vector fields, *Opt. Expr.*, V. 19, (2011), pp. 660-672

14. Angelsky, O.V.; Polyanskii, P.V. & Hanson, S.G. (2006). Singular-optical coloring of regularly scattered white light, *Opt. Expr.*, V. 14, (2006), pp. 7579-7586

15. Felde, Ch.V.; Chernyshov, A.A.; Bogatyryova, H.V.; Polyanskii, P.V. & Soskin, M.S. (2008). Polarization singularities in partially coherent combined beams, *JETP Lett.*, V. 88, (2008), pp. 418-422  
hologram-based rainbow optical vortices, *New J. Phys.*, V. 6, (2004), p. 196

16. Freund, I.; Mokhun, A.I.; Soskin, M.S.; Angelsky, O.V. & Mokhun, I.I. (2002). Stokes singularity relations, *Opt. Lett.*, V. 27, (2002), pp. 545-547

17. Angelsky, O.V.; Mokhun, I.I.; Mokhun, A.I. & Soskin, M.S. (2002). Interferometric methods in diagnostics of polarization singularities, *Phys. Rev. E.*, V. 65, (2002), 036602(5)

18. Ushenko, A.G. & Pishak, V.P. (2004). *Laser Polarimetry of Biological Tissue. Principles and Applications*, In: *Coherent-Domain Optical Methods. Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science*, Tuchin. V., p. 67, Kluwer Academic Publishers

19. Gori, F.; Santarsiero, M.; Vicalvi, S.; Borghi, R. & Guattari, G. (1998). Beam coherence polarization matrix, *Pure Appl. Opt.*, V. 7, (1998), pp. 941-951

20. Angelsky, O.V.; Ushenko, A.G. & Ushenko, Ye.G. (2005). Complex degree of mutual polarization of biological tissue

coherent images for the diagnostics of their physiological state, *J Biomed Opt.*, V. 10. No. 6, (2005), pp. 060502

21. Mujait, M. & Dogariu, A. (2003). Polarimetric and spectral changes in random electromagnetic fields, *Opt. Lett.*, V. 28, (2003), pp. 2153-2155

22. Angelsky, O.V.; Ushenko, A.G.; Ushenko, Yu.A.; Pishak, V.P. & Peresunko, A.P. (2010). Statistical, Correlation, and Topological Approaches in Diagnostics of the Structure and Physiological State of Birefringent Biological Tissues, In: *Handbook of Photonics for Biomedical Science*, Tuchin, V.V.,

23. Ushenko, A.G.; Ermolenko, S.B.; Burkovets, D.N. & Ushenko, Yu.A. (1999). Polarization Microstructure of Laser Radiation Scattered by Optically Active Biotissues, *Optics and Spectroscopy*, V. 87(3), (1999), pp. 434-439

Навчальне видання  
Опорний конспект лекцій з навчальної дисципліни  
“Тенденції розвитку оптичної метрології”  
Укладачі: Ангельський Олег Вячеславович  
Фельде Христина Вікторівна  
Городинська Ніна Василівна  
Фесів Ігор Васильович

Відповідальний редактор Максимяк Петро Петрович