

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ФІЗИЧНОЇ ОПТИКИ ІМЕНІ О.Г. ВЛОХА

КРУПИЧ
Олег Миколайович

УДК 535.551:681.78; 535.544; 53.082.5

**2D ПОЛЯРИМЕТРІЯ ТА ІНТЕРФЕРОМЕТРІЯ В П'ЄЗООПТИЦІ І
АКУСТООПТИЧНА АНІЗОТРОПІЯ КРИСТАЛІВ**

01.04.05 - Оптика, лазерна фізика

Автореферат

дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Львів – 2018

Дисертацією є рукопис

Робота виконана в Інституті фізичної оптики імені О.Г. Влоха Міністерства освіти і науки України, м. Львів.

Науковий консультант: доктор фізико-математичних наук, професор
Влох Ростислав Орестович,
Інститут фізичної оптики імені О.Г. Влоха, директор

Офіційні опоненти:

доктор фізико-математичних наук, професор
Студеняк Ігор Петрович,
Державний вищий навчальний заклад «Ужгородський національний університет»,
проректор з наукової роботи

доктор фізико-математичних наук, професор
Любчанський Ігор Леонідович,
Донецький фізико-технічний інститут ім. О.О. Галкіна НАН України (м. Київ),
провідний науковий співробітник

доктор фізико-математичних наук, професор
Мицик Богдан Григорович,
Фізико-механічний інститут імені Г.В. Карпенка НАН України (м. Львів),
провідний науковий співробітник

Захист відбудеться «___» _____ 2018 року о ___ год. ___ хв.
на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 35.071.01 при
Інституті фізичної оптики імені О.Г. Влоха за адресою:
79005, м. Львів, вул. Драгоманова, 23.

З дисертацією можна ознайомитись в бібліотеці Інституту фізичної оптики
імені О.Г. Влоха за адресою: 79005, м. Львів, вул. Драгоманова, 23
та на веб-сторінці http://ifo.lviv.ua/institute_ua/consil_phd_ua/new_def.html.

Автореферат розісланий «___» _____ 2018 р.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради,
кандидат фіз.-мат. наук,
старший науковий співробітник

М.Є. Костирко

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Явища параметричної оптики, до яких відносяться такі ефекти як електро-, магніто-, п'єзо- і акустооптика, є основою для створення приладів керування оптичним випромінюванням. Виявлення цих явищ зайняло значний проміжок часу від експериментального відкриття п'єзооптичного ефекту Д. Брюстером у 1818 році [1*, 2*], магнітооптичного ефекту М. Фарадеєм у 1845 році [3*] і електрооптичних ефектів Керра і Покельса у 1875 і 1893 роках [4*, 5*, 6*], до виявлення явища електрогірації О.Г. Влохом у другій половині 20-го століття [7*]. Безумовно, такий значний часовий проміжок у майже два століття був пов'язаний, у першу чергу, з експериментальними труднощами виявлення тих чи інших тонких ефектів. Окрім того, чималу роль у тривалому дослідженні цих явищ відіграла відсутність симетрійно-тензорного апарату кристалофізики, адже навіть рівняння для деформації оптичної індикатрисы при електрооптичному ефекті для всіх 32 точкових груп симетрії були отримані лише в 60-их роках минулого століття [8*, 9*]. Як вже зазначалось, незважаючи на класичний характер явищ параметричної оптики, вони залишаються фундаментальною базою для розробки різноманітних оптичних приладів. Зокрема, явище фотопружності використовується в таких традиційних галузях: неруйнівний контроль механічних напружень прозорих оптичних елементів, деталей та конструкцій, в т.ч. у тензорній томографії; при вимірюванні механічного напруження чи тиску безконтактним методом; для модуляції стану поляризації оптичного випромінювання та в акустооптиці. Крім цього, в останні роки виявилось, що акустооптичне керування світловим випромінюванням може бути використане в таких новітніх галузях науки як захоплення мікрочастинок оптичним пучком і маніпулювання ними, для адресації оптичних променів, які володіють різними квантовими станами при квантовій криптографії, оптичній комп'ютерній обробці інформації, а також при формуванні конденсату Бозе-Ейнштейна [10*], за дослідження якого Еріку Корнеллу, Карлу Віману і Вольфгангу Кеттерле у 2001 році була присуджена Нобелівська премія з фізики. Слід зауважити, що з цієї точки зору розвиток п'єзо-, і акустооптичного матеріалознавства є актуальною проблемою, оскільки існуючі експериментальні методи дослідження п'єзооптичних властивостей кристалів є досить недосконалими і приводять до значних похибок експерименту, тоді як методи дослідження анізотропії акустооптичної ефективності не є аналітичними, а передбачають, в основному, комп'ютерно-числовий розрахунок, який не дає можливості скористатись цими методами у повній мірі і проаналізувати отримані результати. Це, у свою чергу, не дає змогу виявити найефективніші геометрії акустооптичної взаємодії у тих чи інших анізотропних кристалічних матеріалах. Тому ця дисертаційна робота присвячена: а) розробці новітніх методів 2D поляриметрії та інтерферометрії з метою дослідження п'єзооптичного ефекту на основі формування неоднорідних напружень із заздалегідь відомим розподілом їх по зразку (такий підхід дозволяє усунути похибки експерименту, які для традиційної схеми формування напружень часто можуть досягати десятків відсотків); б) дослідженню фотопружних властивостей кристалів, які передбачають визначення повних матриць п'єзооптичних і пружнооптичних коефіцієнтів; в) розробці аналітичного методу дослідження анізотропії коефіцієнта акустооптичної якості з метою пошуку найефективніших геометрій акустооптичної взаємодії.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконувалась в Інституті фізичної оптики імені О.Г.Влоха Міністерства освіти і науки України в рамках зареєстрованих в УкрІНТЕІ науково-дослідних робіт за проектами МОН

України: 0101U007216 «Розробка автоматизованого інфрачервоного поляриметра цілого поля зображення для визначення розподілу механічних напружень в напівпровідникових зразках» (2001-2003), 0103U000699 «Нові боромісткі кристалічні матеріали для оптоелектроніки» (2003-2005), 0104U000460 «Поляриметричний вимірювальний комплекс для аналізу пошкоджень оптичних елементів» (2004-2006), 0109U001064 «Акустооптичні елементи на основі боратних кристалів для керування випромінюванням в ультрафіолетовому діапазоні спектру» (2009-2010), 0109U001062 «Явища просторової дисперсії, параметричної і градієнтної оптики в твердих тілах, газах і рідкокристалічних середовищах» (2009-2011), 0109U001063 «Боромісткі матеріали для оптоелектроніки і лазерної техніки. Технологія отримання і властивості» (2009-2011), 0115U000095 «Монокристалічні, високоефективні, екологічно чисті сполуки для функціональної електроніки. Акустооптичні матеріали» (2015-2016), 0114U004324 «Нові фероїчні халькогенідні кристали для високоефективного акустооптичного керування оптичним випромінюванням» (2014-2016); а також за Державним замовленням ДЗ/180-2005 «Розроблення та впровадження автоматизованої технології контролю якості оптичних елементів» (2005-2006) та проектами УНТЦ №1712 «Акустооптичні пристрої керування надпотужним лазерним випромінюванням» (2002–2004), №3042 «Оптичний 3D-томограф тензорного поля напружень» (2004–2007).

Мета роботи полягала: а) у розробці, реалізації і апробації експериментальних методів п'єзооптичних досліджень прозорих матеріалів, які ґрунтуються на 2D поляриметрії та інтерферометрії в поєднанні з формуванням задалегідь визначених неоднорідних розподілів механічних напружень, що дозволило б вирішити проблему точності п'єзооптичного експерименту; б) у дослідженні фотопружних властивостей кристалічних та склоподібних матеріалів, які передбачають визначення повних матриць п'єзооптичних і пружнооптичних коефіцієнтів; в) у розробці аналітичного методу вивчення анізотропії коефіцієнта акустооптичної якості (КАОЯ) в ізотропних середовищах і кристалах кубічної та середніх сингоній, який дозволив би розв'язати проблему оптимізації геометрії акустооптичної (АО) взаємодії.

Для досягнення поставленої в роботі мети необхідно було вирішити наступні **завдання**:

- на основі підходу інтегральних матриць Джонса з використанням механічної моделі з'ясувати причину виникнення значних похибок, якими супроводжується типовий п'єзооптичний експеримент з прикладанням до паралелепіпедоподібного зразка одновісного тиску, та виявити можливості мінімізації цих похибок;
- розробити і апробувати на прикладі кристалу ніобату літію (НЛ, LiNbO_3) експериментальну методику визначення п'єзооптичних коефіцієнтів (ПОК), засновану на 2D поляриметрії та створенні задалегідь відомого розподілу механічних напружень у кристалічному диску, стиснутому вздовж діаметра;
- розробити і реалізувати метод вимірювання ПОКів на основі лазерної цифрової 2D інтерферометрії та чотириточкового згину (ЧТЗ) зразка. Апробувати методику на прикладі скла К8;
- методом лазерної цифрової 2D інтерферометрії та ЧТЗ визначити всі ПОКи склоподібних боратів – LiKB_4O_7 , $\text{Li}_2\text{B}_6\text{O}_{10}$ та $\text{LiCsB}_6\text{O}_{10}$, а також монокристалів НЛ, натрій-бісмутового молібдату (НБМ, $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$) і тетраборату літію (ТБЛ, $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$);
- на основі експериментально визначених повних матриць ПОКів з використанням матриць пружних жорсткостей розрахувати всі компоненти тензора пружнооптич-

- них коефіцієнтів (ПрОК) відповідних склоподібних і кристалічних матеріалів;
- розробити аналітичний метод дослідження анізотропії КАОЯ для ізотропних середовищ і кристалів кубічної та середніх сингоній;
 - отримати співвідношення, які описують анізотропію ефективного пружнооптичного коефіцієнта (ЕПрОК) для випадків ізотропної і анізотропної дифракції в ізотропних середовищах і кристалах кубічної, гексагональної, тетрагональної та тригональної сингоній;
 - з використанням розробленого методу здійснити аналіз анізотропії КАОЯ в кристалах кубічної сингонії – КВr та алюмокалієвого галуна (АКГ, $\text{KAl}(\text{SO}_4)_2 \times 12\text{H}_2\text{O}$), в кристалах тригональної сингонії – НЛ та в кристалах тетрагональної сингонії – TeO_2 , НБМ і КDP;
 - на основі проведеного аналізу визначити оптимальні геометрії АО взаємодії в цих кристалах, які характеризуються максимальними КАОЯ.

Об'єктом дослідження є фотопружний і акустооптичний ефекти.

Предметом дослідження є експериментальні методи дослідження фотопружного ефекту і аналітичний метод дослідження анізотропії коефіцієнта акустооптичної якості, анізотропія фотопружних і акустооптичних властивостей кристалів.

Методи дослідження. У роботі використовувались розроблені, реалізовані і апробовані оригінальні методи досліджень:

- поляриметричний метод вимірювання ПОКів, заснований на створенні заздалегідь відомого двовірного розподілу механічних напружень у кристалічному диску, стисненому вздовж його діаметру;
- метод вимірювання ПОКів на основі лазерної цифрової 2D інтерферометрії та ЧТЗ, при якому в зразку формується двовірний розподіл механічних напружень;
- аналітичний метод дослідження анізотропії КАОЯ;
- метод отримання аналітичних виразів, які описують анізотропію ЕПрОКів для ізотропної і анізотропної АО дифракції в ізотропних середовищах і кристалах кубічної, гексагональної, тетрагональної і тригональної сингоній;

а також такі відомі методи досліджень, як метод Пападакіса для дослідження швидкостей поширення акустичних хвиль (АХ), феноменологічний метод матриць Джонса для опису зміни стану поляризації світла при взаємодії з оптичним середовищем та методи тензорного аналізу.

Наукова новизна одержаних результатів полягає у тому, що вперше:

1. Розроблено та апробовано експериментальну методику визначення ПОКів, засновану на 2D поляриметрії та створенні заздалегідь відомого розподілу механічних напружень у кристалічному диску, стисненому вздовж його діаметра.
2. Розроблено метод вимірювання ПОК на основі лазерної цифрової 2D інтерферометрії та ЧТЗ зразка. Метод апробовано з використанням оптичного скла К8. Показано, що втілений метод забезпечує високу точність вимірювання ПОКів із встановленням їхніх знаків. Для трьох складів боратного скла, а саме LiKB_4O_7 , $\text{Li}_2\text{B}_6\text{O}_{10}$ та $\text{LiCsB}_6\text{O}_{10}$, із застосуванням вказаного методу експериментально визначені всі ПОКи і ПрОКи, що дало можливість розрахувати відповідні КАОЯ цих матеріалів.
3. З використанням методу цифрової 2D інтерферометрії та ЧТЗ визначені всі компоненти тензора п'єзооптичного ефекту (ПОЕ) тригонального кристалу НЛ з найвищою на даний

час точністю при похибці, яка не перевищує 4% при визначенні головних компонент тензора. Крім цього, отримані всі компоненти тензора ПОЕ тетрагональних кристалів НБМ і ТБЛ. З використанням експериментально вимірених швидкостей поширення АХ і обчислених на їх основі повних матриць тензорів жорсткості, податливості і ПОКів визначені всі компоненти тензора пружнооптичного ефекту (ПрОЕ) кристалів НЛ, НБМ і ТБЛ.

4. Розроблено аналітичний метод вивчення анізотропії КАОЯ, який базується на отриманих аналітичних співвідношеннях для анізотропії ефективного ПрОК, співвідношеннях для анізотропії швидкостей поширення АХ і показників заломлення. Встановлено, що у загальному випадку існує дев'ять типів АО взаємодії власних АХ з власними оптичними хвилями (ОХ), шість з яких стосуються ізотропної дифракції, а три – анізотропної. Встановлено, що в рідких і газоподібних середовищах може існувати тільки один тип АО взаємодії, і як наслідок, ці матеріали характеризуються лише одним значенням КАОЯ, величина якого не залежить від геометрії взаємодії. Показано, що аморфні матеріали характеризуються трьома різними типами ізотропної АО взаємодії і, відповідно, трьома різними КАОЯ, які не проявляють анізотропії. Встановлено, що кристали, які належать до кубічної сингонії, характеризуються шістьма типами ізотропної АО взаємодії і, отже, шістьма різними КАОЯ, які виявляють анізотропію, що зумовлена анізотропією швидкостей АХ і ЕПрОКів. Показано, що кристалам середніх сингоній притаманні всі дев'ять типів АО взаємодії.
5. Метод аналізу анізотропії КАОЯ апробовано на прикладі кристалів КВr та АКГ, які належать до різних симетричних підгруп кубічної сингонії. Виявлені найефективніші геометрії АО взаємодії для цих кристалів та визначені відповідні КАОЯ. З використанням розробленого аналітичного методу і матриць ПрОКів здійснено аналіз анізотропії КАОЯ тригонального кристалу НЛ, а також тетрагональних кристалів TeO_2 , НБМ і КДР. Визначені геометрії взаємодії, які характеризуються максимальним значенням КАОЯ для ізотропної і анізотропної, в т.ч. колінеарної, дифракції в цих кристалах.

Практичне значення результатів роботи полягає у тому, що:

1. Запропоновані методи п'єзооптичних досліджень кристалів, які базуються на 2D поляриметрії та інтерферометрії в поєднанні з формуванням заздалегідь визначених неоднорідних розподілів механічних напружень при діаметральному стисканні кристалічного диску і при чотириточковому згині кристалічних балок, дозволили розв'язати проблему точності класичного п'єзооптичного експерименту і можуть бути використаними в п'єзооптичному та акустооптичному матеріалознавстві.
2. Запропонований аналітичний метод дослідження анізотропії коефіцієнта акустооптичної якості в ізотропних середовищах та кристалах кубічної, тригональної, гексагональної і тетрагональної сингоній дозволяє виявити найефективніші геометрії акустооптичної взаємодії для ізотропної та анізотропної, в т.ч. колінеарної, дифракції, що, у свою чергу, приводить до зменшення потужності керуючих сигналів і енергозатрат.
3. Отримані результати досліджень анізотропії фотопружних і акустооптичних параметрів кристалів можуть бути використані при проектуванні приладів оптоелектроніки, зокрема, акустооптичних пристроїв керування оптичним випромінюванням.

Особистий внесок здобувача. Автором особисто розроблено всі методики вимірювань, отримано більшість експериментальних результатів, сформульовано висновки роботи. Дисертант розробив оптичні схеми та алгоритми функціонування 2D поляриметрів та інтерферометра, склав, від'юстував та відлагодив відповідні лабораторні макети, розробив

програмне забезпечення для проведення вимірювань та реєстрації експериментальних даних, алгоритми їхньої числової обробки. Автор розробив програмне забезпечення: для розрахунку і побудови поляриметричних мап, – самостійно; для обробки інтерферограм і обчислення п'єзооптичних коефіцієнтів згідно методики, яка використовує чотириточковий згин зразка, – спільно зі студентом магістратури А. Крупичем. Дисертант безпосередньо здійснював всі експериментальні дослідження на 2D поляриметрах: самостійно [1, 2, 28-30, 44-47], спільно з к.ф.-м.н. Ю. Васильківим [5, 38], спільно з к.ф.-м.н. В. Саварин [8, 37, 38]; на інтерферометрі: самостійно [3, 14, 21], та спільно з к.ф.-м.н. В. Саварин [4, 7, 12, 37, 39-41]; досліджень оптичних пошкоджень: самостійно [24, 27] та спільно з н.с. Я. Дячком [2, 26, 31, 32]; акустичних і акустооптичних властивостей спільно з д.ф.-м.н. І. Мартинюк-Лотоцькою [2, 17, 24, 25, 33]. Автор брав участь спільно з д.ф.-м.н. О. Мись в розрахунку анізотропії пружнооптичних коефіцієнтів та коефіцієнта акустооптичної якості [10, 13, 15, 16, 18–23, 42, 43, 46-48], а також спільно з м.н.с. О. Кваснюком та к.ф.-м.н. Ю.Васильківим в розрахунку розподілу механічних напружень на основі математичної моделі і поляриметричних мап [1, 11]. Формулювання напрямку досліджень здійснювалось науковим консультантом, крім цього з ним обговорювалися отримані результати.

Апробація матеріалів дисертації. Результати дисертаційної роботи доповідались і обговорювались на наукових семінарах Інституту фізичної оптики імені О.Г. Влоха Міністерства освіти і науки України, а також на наступних конференціях та семінарах: VIII Ukrainian-Polish and III East-European Meeting on Ferroelectrics Physics (Lviv, Ukraine, September 4-7, 2006), POLECER conference: Piezoelectricity for End Users III (Liberec, Czech Republic, February 7-9, 2007), 4-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL 2008 (Alushta, Ukraine, September 29 – October 4, 2008), The Ninth International Conference “Correlation Optics” (Chernivtsi, Ukraine, September 20-24, 2009), II Ukrainian-Polish-Lithuanian Meeting on Ferroelectrics Physics, (Lviv, Ukraine, 10-13 September, 2012), International Conference on Oxide Materials for Electronic Engineering OMEE-2012, (Lviv, Ukraine, September 3-7, 2012), The Eleventh International Conference “Correlation Optics”, (Chernivtsi, Ukraine, September 18-21, 2013), Четвертому семінарі “Властивості сегнетоелектричних і суперіонних систем”, (Ужгород, Україна, 28.X.2013 р.), International Scientific Conference “Oxide Materials for Electronic Engineering — fabrication, properties and application” OMEE-2014, (Lviv, Ukraine, May 26–30, 2014), Науковому семінарі з параметричної оптики, присвяченому 80-річчю з дня народження професора О.Г. Влоха, (Львів, Україна, 4 липня 2014 р.), International Scientific and Technical Conference “Laser Technologies. Lasers and their Application LTLA-2015”, (Truskavets, Ukraine, June 17-19, 2015), IV Lithuanian-Ukrainian-Polish Meeting on Ferroelectrics Physics, (Palanga, Lithuania, September 5-9, 2016), 6-му регіональному семінарі «Властивості сегнетоелектричних і суперіонних систем», (Ужгород, Україна, 17-18 листопада 2016), 7-му семінарі “Властивості сегнетоелектричних і суперіонних систем”, (Ужгород, Україна, 24.IV.2017).

Публікації. Основні матеріали дисертації викладені у 48 наукових працях, в тому числі 31 в міжнародних та вітчизняних фахових журналах, які включені до міжнародних наукометричних баз, та 17 – в збірниках праць та тез доповідей на наукових конференціях та семінарах.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, п'яти розділів з викладом оригінальних результатів, висновків, списку використаних джерел, який нараховує 237 бібліографічних посилань, та двох додатків. Обсяг основного тексту дисертації становить 309 сторінок, вона містить 30 таблиць і 112 рисунків.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обґрунтовано актуальність теми дисертації, визначено мету та завдання роботи, сформульовано її наукову новизну і практичне значення отриманих результатів, вказано об'єкт, предмет та методи досліджень. Висвітлено особистий внесок здобувача. Дається загальна характеристика дисертації: її структура, обсяг, відомості про публікації за темою роботи та апробацію матеріалів дослідження.

У першому розділі подається математичний апарат, який використовується при описі явищ фотопружності, і відповідна термінологія. Застосовуються тензорні вирази п'єзооптичного та пружнооптичного ефекту, які у матричній формі з використанням правила Ейнштейна щодо сумування по повторюваних індексах мають наступний вигляд:

$$\delta B_\lambda = \pi_{\lambda\mu} \sigma_\mu \quad (\lambda, \mu = 1 \dots 6), \quad (1)$$

$$\delta B_\lambda = p_{\lambda\mu} \varepsilon_\mu \quad (\lambda, \mu = 1 \dots 6), \quad (2)$$

де δB_λ – прирости компонент тензора діелектричної непроникності (оптичних поляризаційних констант) \mathbf{B} (другого рангу);

σ_μ – компоненти тензора механічних напружень $\boldsymbol{\sigma}$ (другого рангу);

$\pi_{\lambda\mu}$ – компоненти тензора п'єзооптичних коефіцієнтів (ПОК) $\boldsymbol{\pi}$ (четвертого рангу);

ε_μ – компоненти тензора малих механічних деформацій $\boldsymbol{\varepsilon}$ (другого рангу);

$p_{\lambda\mu}$ – компоненти тензора пружнооптичних коефіцієнтів (ЕПрОК) \mathbf{p} (четвертого рангу).

Оскільки тензори механічних деформацій та напружень пов'язані між собою законом Гука, то тензори ПОК і ПрОК також взаємно пов'язані між собою співвідношеннями:

$$\pi_{\lambda\mu} = p_{\lambda\theta} S_{\theta\mu}, \quad p_{\lambda\mu} = \pi_{\lambda\theta} C_{\theta\mu}, \quad (3)$$

де $S_{\theta\mu}$ і $C_{\theta\mu}$ компоненти тензорів четвертого рангу: \mathbf{S} – пружної податливості (модулів податливості) та \mathbf{C} – пружної жорсткості (модулів пружності, пружності).

На жаль, експериментально виміряти прирости компонент тензора непроникності δB_{ij} неможливо. Тому виражають зміни показника заломлення через прикладені напруження чи деформації:

$$\begin{aligned} \delta n_q &= -\frac{1}{2} n_q^3 \pi_{qm} \sigma_m = K_{qm} \sigma_m, \\ \delta n_q &= -\frac{1}{2} n_q^3 p_{qm} \varepsilon_m, \end{aligned} \quad (4)$$

де знаходимо т.зв. *фотопружний коефіцієнт* (ФПК) K_{qm} , який виражає індуковані зміни показника заломлення через прикладені напруження, і пов'язаний з ПОК співвідношенням $K_{qm} = -n_q^3 \pi_{qm} / 2$. Останні формули можуть використовуватися для обчислення ФПК, ПОК і ПрОК якщо відомі прикладені напруження (деформації), і експериментально виміряні відповідні прирости показників заломлення.

Далі наводиться опис 2D поляриметра, який використовувався для подальших експериментів, в його базовій конфігурації та модифікованих версіях, в тому числі малокутовий магнітооптичний поляриметр, який застосовувався при дослідженні магнітооптичних явищ. З допомогою цього поляриметра вдалося з'ясувати, що спостережувані раніше експериментальні прояви магнітогірації насправді пояснюються невзаємністю ефекту Фарадея при дії магнітного поля на одновісні гіротропні кристали із залишковим лінійним двопронезаломленням або внаслідок похибки орієнтації кристалів.

Були проаналізовані причини великих похибок, притаманних класичним методам вимірювання п'єзооптичних коефіцієнтів (ПОК). На основі експериментального дослідження паралелепіпедоподібного зразка, який знаходився під одновісним стиском, за допомогою 2D поляриметра був виявлений неоднорідний розподіл індукованої різниці ходу та орієнтації головних осей оптичної індикатриси (ОІ). Розглянувши модель навантаженого зразка, був теоретично розрахований 3D розподіл компонент тензора механічних напружень в об'ємі зразка. На його основі за допомогою формалізму матриць Джонса були обчислені мапи оптичної різниці ходу та орієнтації ОІ, які отримуються при просвічуванні зразка монохроматичним випромінюванням. Порівняння теоретично розрахованих та експериментально отриманих мап дозволило уточнити параметри механічної моделі і добитися хорошого узгодження між ними. Таким чином, був відновлений тримірний розподіл тензора напружень, який виникає в зразку при одновісному стиску.

Було встановлено, що внаслідок тертя між верхньою і нижньою поверхнями зразка та відповідними підкладками виникає бочкоподібна деформація зразка, і тому в ньому з'являються всі компоненти тензора напружень, а не лише одна стискаюча компонента, як передбачається у спрощеній моделі. Крім того, розподіл всіх компонент тензора напружень є суттєво неоднорідним, що приводить до того, що результуюча різниця ходу відрізняється від номінального значення, призводячи до значних похибок при розрахунку ПОКів. Додатковим недоліком, притаманним класичній схемі навантаження зразка є те, що умови експерименту є вкрай важко відтворюваними і можуть суттєво впливати на результати вимірювань не лише для різних лабораторій, але навіть для однієї і тієї ж установки та того самого зразка. Тому був зроблений висновок, що перспективним напрямом покращення точності вимірювання ПОКів є застосування таких методів навантаження зразка, які приводять до формування неоднорідних, проте наперед відомих, розподілів компонент тензора механічних напружень у зразку. До такого типу схем навантаження зразка відносяться скручування стержня, одновісний стиск диска і чотириточковий згин бруска.

Шляхом математичного моделювання також було встановлено, що похибки експериментального визначення ПОКів, які зумовлені тертям між поверхнями зразка і підкладками в класичній схемі навантаження, можуть бути зменшені шляхом відповідного вибору геометричних параметрів взірця. Були проаналізовані три випадки початково ізотропних зразків з квадратним поперечним перерізом (ширина a дорівнює товщині b), які відрізнялися співвідношенням ширини зразка до його висоти c : $a:c = 1:1, 1:3$ і $1:5$. Для вказаних випадків були розраховані 3D розподіли компонент тензора механічних напружень, на підставі яких обчислювалися мапи оптичної різниці фаз (ОРФ) Γ та мапи відхилення різниці фаз $\Delta\Gamma$ від номінального значення $\Gamma_{\text{ід}} = 39^\circ$ (для товщини зразків $b = 1$ см), які представлені на рис. 1.

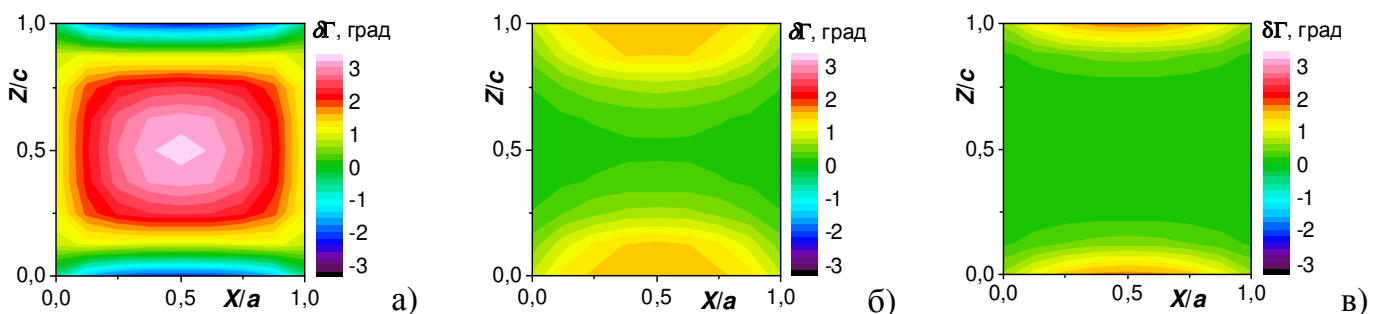


Рис. 1. Мапи відмінності різниці фаз $\Delta\Gamma$, розраховані для зразків з відношенням ширини a до висоти c , рівним 1:1 (а), 1:3 (б) і 1:5 (в).

В центрі поперечного перерізу XZ зразка, відносні відхилення різниці фаз від номінальної величини дорівнюватимуть $\Delta\Gamma/\Gamma_{\text{ід}} = 8,4\%$, $0,4\%$ і $0,00025\%$ для геометричних співвідношень $a:c = 1:1$, $1:3$ і $1:5$, відповідно. Для випадку відношення ширини до висоти зразка $a:c = 1:3$, навіть якщо взяти до уваги весь поперечний переріз зразка, максимальна похибка визначення різниці фаз не перевищує $3,8\%$, що значно менше, ніж $\sim 10\%$ для співвідношення $a:c = 1:1$. Якщо використовувати зразок розміром $3 \times 3 \times 9$ мм³ і оптичний пучок діаметром 2 мм, ця помилка може бути знижена ще більше, – принаймні, до величини $\leq 0,7\%$. Це означає, що зразок із співвідношенням $a:c = 1:3$ є оптимальним варіантом, адже він забезпечує розумний компроміс між точністю вимірювань і габаритами зразка.

Таким чином, в результаті моделювання розподілу механічних напружень і ОРФ в паралелепіпедоподібних зразках, було показано, що похибку експериментального визначення ПОКів, зумовлену тертям між поверхнями зразка і підкладками, можна зменшити, правильно підібравши геометричні параметри зразка. Для ізотропних зразків з квадратним поперечним перерізом відношення висоти до ширини має становити не менше, ніж 3:1. При цьому відносна похибка визначення різниці фаз в центральній ділянці зразка не перевищуватиме 1%.

У другому розділі було запропоновано експериментальну методику визначення ПОКів, засновану на створенні заздалегідь відомого двовимірного розподілу механічних напружень у кристалічному диску, стисненому уздовж його діаметру, та використанні 2D поляриметра для вимірювання розподілів різниці фаз та орієнтації ОІ по перерізу зразка.

Якщо вибрати лабораторну Декартову систему координат як зображено на рис. 2, і прикласти зусилля $P = P_y = P_2$ вздовж вертикального діаметра (по осі Y), то в диску виникнуть три ненульові компоненти тензора механічних напружень $\sigma_1 = \sigma_x$, $\sigma_2 = \sigma_y$ і $\sigma_6 = \tau_{xy}$, які залежать від координат X та Y наступним чином:

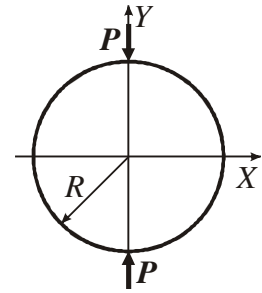


Рис. 2. Схема стиску диска.

$$\sigma_1(X, Y) = -\frac{2P_2}{\pi d} \left\{ \frac{(R-Y)X^2}{[X^2 + (R-Y)^2]^2} + \frac{(R+Y)X^2}{[X^2 + (R+Y)^2]^2} - \frac{1}{2R} \right\}, \quad (5)$$

$$\sigma_2(X, Y) = -\frac{2P_2}{\pi d} \left\{ \frac{(R-Y)^3}{[X^2 + (R-Y)^2]^2} + \frac{(R+Y)^3}{[X^2 + (R+Y)^2]^2} - \frac{1}{2R} \right\}, \quad (6)$$

$$\sigma_6(X, Y) = \frac{2P_2}{\pi d} \left\{ \frac{(R-Y)^2 X}{[X^2 + (R-Y)^2]^2} - \frac{(R+Y)^2 X}{[X^2 + (R+Y)^2]^2} \right\}, \quad (7)$$

де d і R – товщина та радіус диска відповідно.

Механічні напруження вздовж горизонтального діаметра $Y = 0$ та вертикального діаметра $X = 0$, відповідно, описуються співвідношеннями:

$$\sigma_1(X, 0) = -\frac{2P_2}{\pi d} \left[\frac{2RX^2}{(X^2 + R^2)^2} - \frac{1}{2R} \right], \quad \sigma_2(X, 0) = -\frac{2P_2}{\pi d} \left[\frac{2R^3}{(X^2 + R^2)^2} - \frac{1}{2R} \right], \quad \sigma_6(X, 0) = 0, \quad (8)$$

$$\sigma_1(0, Y) = \frac{P_2}{\pi d R}, \quad \sigma_2(0, Y) = -\frac{2P_2}{\pi d} \left[\frac{2R}{R^2 - Y^2} - \frac{1}{2R} \right], \quad \sigma_6(0, Y) = 0. \quad (9)$$

Якщо диск виготовлений із кристалічної пластини Z -зрізу, а осі X та Y кристалофізичної системи співпадають з осями X і Y лабораторної системи координат, то всі наведені вище формули можна використовувати без змін. Для кристалічних дисків, виготовлених із пластин X -зрізу та Y -зрізу, можуть бути записані схожі співвідношення для компонент тензора напружень, які відрізнятимуться лише відповідними індексами.

Маючи вирази для компонент тензора механічних напружень σ_m , можна на основі математичного виразу п'єзооптичного ефекту (1) розрахувати зміни компонент тензора \mathbf{V} і зміни показників заломлення, а на їхній основі вивести формули, які описують індуковане двоприменезаломлення і кут повороту ОІ для навантажених дисків, виготовлених з кристалів різних точкових груп симетрії. В такий спосіб були виведені феноменологічні співвідношення, які можуть використовуватися для обчислення ПОК кристалів за експериментальними результатами вимірювання двоприменезаломлення (або різниці фаз) та кута орієнтації ОІ в діаметрально стиснутих кристалічних дисках. Ці співвідношення враховують різні напрямки прикладення механічних напружень і поширення світла. Показано, що розроблена в цій роботі методика, призначена для дослідження ПОКів, дозволяє визначати коефіцієнти π_{44} , π_{55} і π_{66} для всіх точкових груп симетрії за винятком кристалів, що належать до триклинної сингонії.

Методика визначення ПОКів була апробована на прикладі кристалів ніобату літію (НЛ). Для диску Z -зрізу НЛ при стисканні вздовж кристалофізичної осі Y отримуємо вирази для індукованого двоприменезаломлення Δn та кута повороту ОІ ζ_3 навколо осі Z

$$\Delta n_{12} = -\frac{1}{2}n_0^3(\pi_{11} - \pi_{12})\sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + 4\sigma_6^2}, \quad (10)$$

$$\operatorname{tg}2\zeta_3 = \frac{2(\pi_{11} - \pi_{12})\sigma_6}{(B_{11} + \pi_{11}\sigma_1 + \pi_{12}\sigma_2) - (B_{11} + \pi_{12}\sigma_1 + \pi_{11}\sigma_2)} = \frac{2\sigma_6}{(\sigma_1 - \sigma_2)}. \quad (11)$$

Співвідношення (10) та (11) були використані для чисельного моделювання розподілів Δn і кута ζ_3 у площині XU кристалу НЛ.

Для діаметра стиску ($X = 0$) двоприменезаломлення Δn записується:

$$\Delta n_{12} = -\frac{1}{2}n_0^3(\pi_{11} - \pi_{12})(\sigma_1 - \sigma_2) = -\frac{2n_0^3P}{\pi d}(\pi_{11} - \pi_{12})\frac{R}{(R^2 - Y^2)}, \quad (12)$$

тоді як кут повороту ОІ ζ_3 дорівнює нулю згідно із співвідношенням (11).

Для горизонтального діаметра $Y = 0$, перпендикулярного до стиску, на підставі (8) і (11) маємо $\zeta_3 = 0$, а двоприменезаломлення записується:

$$\Delta n_{12} = -\frac{1}{2}n_0^3(\pi_{11} - \pi_{12})(\sigma_1 - \sigma_2) = -\frac{2n_0^3P}{\pi d}(\pi_{11} - \pi_{12})\frac{R(R^2 - X^2)}{(R^2 + X^2)^2}. \quad (13)$$

Слід зазначити що для тригонального кристалу НЛ (точкова група симетрії $3m$) виконуються співвідношення $\pi_{11} - \pi_{12} = \pi_{66}$, тому рівняння (12) і (13) дозволяють обчислити різницею ПОК π_{66} використовуючи апроксимацію експериментально отриманих нелінійних залежностей Δn від координати Y або X вздовж вертикального і горизонтального діаметрів, відповідно.

Для експериментального визначення ПОК π_{66} в кристалі НЛ використовувався 2D поляриметр, в якому для вимірювання оптичного двоприменезаломлення застосовувався

циркулярно поляризований вхідний пучок, який не є чутливим до орієнтації ОІ. В даному випадку зразок описується моделлю лінійного ретардера, тобто він характеризується двома параметрами оптичної анізотропії – кутом орієнтації ОІ та лінійним двопроменезаломленням. Зразок був виготовлений із спеціально відібраної на предмет мінімального залишкового двопроменезаломлення пластини Z-зрізу кристалу НЛ. Навантажувальна сила прикладалась по осі Y (вертикально). Мапи розподілу оптичної різниці ходу і орієнтації ОІ були отримані при навантажувальних зусиллях $P = 0$ Н, 16,30 Н і 57,06 Н. Загалом, ці експериментальні мапи добре відповідають теоретичним. Далі мапа різниці ходу Δ_0 при навантаженні $P_0 = 16,30$ Н віднімалася від мапи різниці ходу Δ_1 при навантаженні $P_1 = 57,06$ Н. З «різницевої» мапи були отримані координатні залежності $\delta\Delta = \Delta_1 - \Delta_0$ для «навантажувального» і «перпендикулярного» діаметрів. Залежність $\delta\Delta$ від координати X для «перпендикулярного» діаметра апроксимувалася функцією

$$\delta\Delta = d\delta(\Delta n_{12}) = -\frac{2n_0^3\pi_{66}}{\pi}\Delta P\frac{R(R^2 - X^2)}{(R^2 + X^2)^2}, \quad (14)$$

а залежність $\delta\Delta$ від координати Y для «навантажувального» діаметра – співвідношенням

$$\delta\Delta = -\frac{2n_0^3\pi_{66}}{\pi}\Delta P\frac{R}{R^2 - Y^2}. \quad (15)$$

Із залежності $\delta\Delta(X)$ для «перпендикулярного» діаметра було отримане значення ПОК $\pi_{66} = -0,571 \pm 0,012$ Б (1 Б = 1 Брюстер = 10^{-12} Па⁻¹).

Із залежності $\delta\Delta(Y)$ для «навантажувального» діаметра (співвідношення (15)) видно, що в околі точок прикладення навантажувальної сили, де $|Y| \rightarrow R$, знаменник виразу прямує до нуля, що призводить до сингулярності значення $\Delta\Gamma$. Походження цієї сингулярності пояснюється тим, що механічна модель, яка виражається співвідношеннями (5)–(7), має обмеження для областей, близьких до точок прикладення зусилля, адже компонента напруження σ_2 стає нескінченною при $X = 0$ і $Y = \pm R$ (див. рівняння (6)).

В результаті проведеного аналізу було зроблено висновок, що для коректної апроксимації експериментальних даних вздовж «навантажувального» діаметра оптимальний діапазон становить $Y \in [-0,8R; +0,8R]$, і визначено величину ПОК $\pi_{66} = -0,508 \pm 0,010$ Б. Для підвищення точності вимірювання ПОК π_{66} , описана вище процедура була повторена для іншого знаку циркулярної поляризації падаючого на зразок світла. В цьому випадку отримані значення ПОК становили $\pi_{66} = -0,502 \pm 0,009$ Б для «перпендикулярного» діаметра і $\pi_{66} = -0,450 \pm 0,008$ Б для «навантажувального» діаметра. В підсумку, середнє значення і відповідна похибка ПОК становлять $\langle \pi_{66} \rangle = -0,508$ Б і $\Delta\pi_{66} = 0,049$ Б. Таким чином, довірчий інтервал складає $\pi_{66} \in [-0,459; -0,557]$, що добре узгоджується з результатом Б.Г. Мицика та ін. [11*] ($\pi_{66} = -0,47$ Б) та з нашим результатом $\pi_{66} = -0,573 \pm 0,079$ Б, отриманим методом ЧТЗ. Таким чином, було підтверджено високу надійність і точність розробленої експериментальної методики вимірювання ПОК, яка базується на 2D поляриметрії та створенні заздалегідь відомого розподілу механічних напружень в прозорому диску, стиснутому вздовж діаметру.

В третьому розділі пропонується розроблений метод вимірювання ПОКів на основі лазерної цифрової 2D інтерферометрії та чотириточкового згину (ЧТЗ) зразка. Канонічний

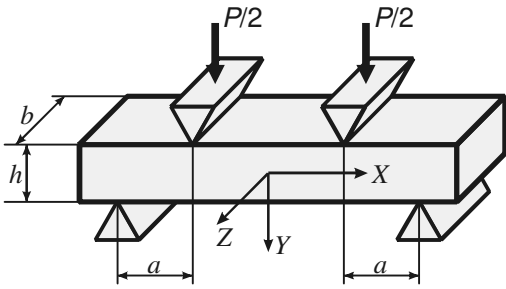


Рис. 3. Схема навантаження зразка згідно методу ЧТЗ та вибір лабораторної системи координат.
 P – навантажувальне зусилля.
 Світло поширюється вздовж осі Z .

З рівнянь (16) слідує, що в центральній частині зразка існує лише одна ненульова компонента тензора механічних напружень σ_1 . Її величина змінюється від $\sigma_1 = -3Pa/bh^2$ на верхній грані ($y = -h/2$), через $\sigma_1 = 0$ на нейтральній площині ($y = 0$), до $\sigma_1 = +3Pa/bh^2$ на нижній грані ($y = h/2$). Отже, верхня грань зразка стискається вздовж осі X , в той час, як нижня розтягується з однаковими за абсолютною величиною силами. Слід наголосити, що залежність компоненти напружень σ_1 від координати y є лінійною. Кутовий коефіцієнт нахилу цієї лінійної залежності визначається геометричними параметрами та прикладеною силою.

Оптична експериментальна установка [13*] представляла собою інтерферометр, побудований за схемою Маха-Цендера та оснащений твердотільною ПЗЗ камерою для запису інтерференційних картин (рис. 4). Об'єктив (поз. 9 на рис. 4) будує різке зображення зразка з чіткою інтерференційною картиною на світлочутливій матриці ПЗЗ камери. Зображення

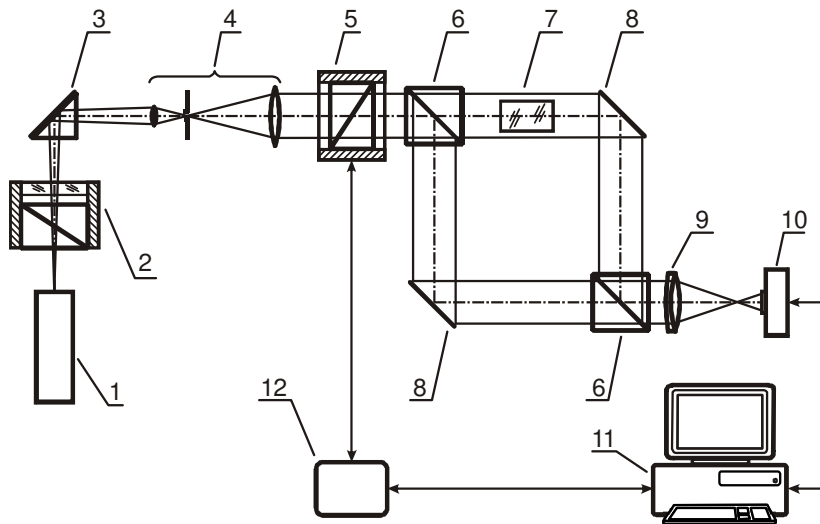


Рис. 4. Лазерний цифровий 2D інтерферометр:
 1 – He-Ne лазер; 2 – циркулярний поляризатор;
 3 – поворотна призма; 4 – розширювач пучка;
 5 – лінійний поляризатор (призма Глана) в моторизованому обертальному пристрої;
 6 – світлоподільна призма; 7 – досліджуваний зразок;
 8 – дзеркало; 9 – об'єктив;
 10 – ПЗЗ камера; 11 – комп'ютер;
 12 – контролер крокового двигуна.

метод чотириточкового згину дозволяє створити в бруську напружено-деформований стан «чистого згину» [12*] (рис. 3). Компоненти тензора напружень в центральній частині зразка (на проміжку між верхніми пуансонами) виражаються наступним чином:

$$\sigma_1 \equiv \sigma_x = \frac{6Pa}{bh^3} y; \quad \sigma_2 \equiv \sigma_y = 0; \quad \sigma_3 \equiv \sigma_z = 0, \quad (16)$$

де P – навантажувальне зусилля;
 h і b – відповідно висота і товщина зразка;
 a – відстань між площинами дії сил.

оцифровується за допомогою інтерфейсу камери і передається в комп'ютер (поз. 11). Спеціально розроблене програмне забезпечення дозволяє керувати роботою інтерферометра і зберігати послідовність інтерференційних картин для подальшої обробки.

Якщо в предметному плечі знаходиться ізотропний зразок, то приріст ОРФ плечей інтерферометра $\delta\Phi$, індукований навантаженням зразка, записується:

$$\delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} [\delta n \times b + \delta b(n_0 - 1)], \quad (17)$$

де b – товщина зразка;
 n_0 – показник заломлення зразка в ненавантаженому стані;

δn – приріст показника заломлення внаслідок ПОЕ;

δb – пуассонівське видовження (або стискання) в напрямку Z .

Внаслідок дії одновісного механічного напруження σ_1 в ізотропному зразку виникає двоприменезаломлення. Головні осі індикатриси при цьому будуть орієнтовані паралельно та перпендикулярно до σ_1 , тобто горизонтально і вертикально. Для цих двох напрямків поляризації світла отримуються на основі співвідношень (4) наступні прирости показників заломлення:

$$\delta n_1 = K_{\parallel} \sigma_1 = \left(-\frac{1}{2} n_0^3 \pi_{11} \right) \sigma_1; \quad \delta n_2 = K_{\perp} \sigma_1 = \left(-\frac{1}{2} n_0^3 \pi_{12} \right) \sigma_1, \quad (18)$$

де $K_{\parallel} = -n_0^3 \pi_{11} / 2$ та $K_{\perp} = -n_0^3 \pi_{12} / 2$ – ФПК (часом позначаються C_1 та C_2); π_{11} і π_{12} – ПОКи.

Різниця коефіцієнтів K_{\parallel} та K_{\perp} визначає собою *оптичний коефіцієнт напружень* (ОКН) $K = K_{\parallel} - K_{\perp}$, який є стандартною характеристикою оптичного скла. Цей параметр легко знайти в документації виробників і тому він може бути використаний для перевірки нашої методики. Як видно з рівнянь (18), коефіцієнти π_{11} та K_{\parallel} можуть бути визначені при горизонтальній поляризації вхідного випромінювання, а π_{12} та K_{\perp} – при вертикальній поляризації.

Зміна товщини зразка виражається $\delta b = \varepsilon_{\lambda} b = S_{\lambda\mu} \sigma_{\mu} b$. У випадку ізотропного середовища замість $S_{\lambda\mu}$ використовується ефективний модуль податливості $S_{\text{еф}} = -\nu/E$, де E – модуль Юнга, а ν – коефіцієнт Пуассона. Таким чином, отримуємо приріст різниці фаз $\delta\Phi$:

$$\delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} b \left[-\frac{1}{2} n_{\theta}^3 \pi_{\theta\mu} + S_{\lambda\mu} (n_{\theta} - 1) \right] \sigma_{\mu} = \frac{2\pi}{\lambda} b Q \sigma_{\mu}, \quad (19)$$

де $Q = (K + D)$ – сукупний (діючий) фотопружний коефіцієнт (СФПК); $D = S_{\lambda\mu} (n_{\theta} - 1)$ – деформаційний член, який враховує пуассонівську зміну товщини зразка; $K = -n_{\theta}^3 \pi_{\theta\mu} / 2$ – ФПК.

Підставляючи вираз (16) для компоненти напружень σ_1 при ЧТЗ в рівняння (19), отримаємо залежність приростів різниці фаз $\delta\Phi$ від координати y :

$$\delta\Phi(y) = \frac{12\pi Pa}{\lambda h^3} Q y. \quad (20)$$

Рівняння (20) може бути використане для експериментального визначення СФПК. Процедура вимірювання включає наступні етапи. Спочатку задається вертикальна вхідна лінійна поляризація і записуються п'ять інтерферограм ненавантаженого зразка і п'ять – навантаженого. Для обробки експериментальних даних було розроблене спеціальне програмне забезпечення з використанням мови програмування С# для платформи «.NET». Спочатку програма зчитує пакет з п'яти файлів, які містять інтерферограми вільного зразка. Перше зображення серії відображається у вікні. Потім користувач виділяє прямокутну область усередині зображення зразка, дані з якої використовуються в подальших розрахунках. Далі починається обробка даних. Для першого рядка виділеної області здійснюється апроксимація залежності інтенсивності I від координати x гармонічною функцією з середнім значенням C , амплітудою A , періодом w та зміщенням екстремуму x_m :

$$I = C + A \cos \left[\frac{2\pi}{w} (x - x_m) \right]. \quad (21)$$

Результати апроксимації відображаються на графіку, який містить експериментальні значення інтенсивності для вибраного рядка та лінію, побудовану за формулою (21) із використанням параметрів C , A , w та x_m , отриманих в результаті процедури апроксимації даних методом найменших квадратів. Аналіз цього графіка дозволяє користувачу судити про коректність процедури апроксимації. Значення періоду w та горизонтального зміщення x_m , одержані для одного рядка, використовуються для розрахунку ОРФ $\Delta\Phi$. Це значення обчислюється для певної координати x_c (зазвичай – середина виділеної області) за формулою:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{w}(x_c - x_m). \quad (22)$$

Процедура повторюється для кожного наступного рядка виділеної області, і таким чином отримується залежність $\Delta\Phi$ від координати y . Графіки залежностей $\Delta\Phi(y)$ для кожної з п'яти інтерферограм, а також графік усередненої ОРФ виводяться на екран.

Розрахувавши залежності $\Delta\Phi_0(y)$ для ненавантаженого та $\Delta\Phi'(y)$ для навантаженого зразків, користувач може обчислити різницю двох залежностей. В підсумку отримується координатна залежність приросту різниці фаз $\delta\Phi(y) = \Delta\Phi'(y) - \Delta\Phi_0(y)$. Апроксимуючи залежність $\delta\Phi(y)$ лінійною функцією $\delta\Phi(y) = Ay + B$, можна одержати кутовий коефіцієнт A , і на його основі розрахувати згідно формули (20) СФПК Q . Далі розраховується ФПК за формулою $K = Q - D = Q - S_{\lambda\mu}(n_v - 1)$, де n_v – початковий показник заломлення для вертикальної поляризації світла (індекс v позначає вертикальну поляризацію світла). Врешті, розраховується ПОК $\pi_{v\mu} = -2Kn_v^{-3}$.

На наступному етапі поляризація вхідного світла змінюється на горизонтальну і процедура вимірювання повторюється до одержання величини ПОКа $\pi_{h\mu}$ (індекс h позначає горизонтальну поляризацію світла). Таким чином, для даного напрямку поширення світла через зразок визначаються два діючі ПОКи $\pi_{v\mu}$ і $\pi_{h\mu}$.

Для апробації представленої методики вимірювання ПОКів були проведені дослідження з використанням модельного ізотропного матеріалу, – найбільш поширеного оптичного скла марки К8. Оскільки тензор ПОКів ізотропних матеріалів містить лише дві незалежні компоненти – π_{11} та π_{12} , для їхнього визначення достатньо мати лише один зразок, і просвічувати його в одному напрямі. Згідно з методикою, описаною вище, були обчислені СФПК Q_1 та Q_2 , а також ФПК K_{\parallel} і K_{\perp} та ОКН K для двох конфігурацій інтерферометра. В першій конфігурації інтерферометр був від'юстований так, що в полі зору вміщалося приблизно п'ять інтерференційних смуг, а в другій конфігурації, – приблизно вісім смуг. Одержані значення ФПК та ОКН становлять: $K_{\parallel}^{(1)} = -0,490 \pm 0,045$ Б, $K_{\parallel}^{(2)} = -0,548 \pm 0,050$ Б; $K_{\perp}^{(1)} = -3,302 \pm 0,063$ Б, $K_{\perp}^{(2)} = -3,269 \pm 0,050$ Б; та $K^{(1)} = 2,811 \pm 0,077$ Б, $K^{(2)} = 2,722 \pm 0,071$ Б. Відповідні літературні дані рівні: $K_{\parallel} = -0,5$ Б, $K_{\perp} = -3,3$ Б і $K = 2,77$ Б. Як видно з порівняння, літературні дані потрапляють всередину довірчих інтервалів для всіх експериментально виміряних коефіцієнтів. Іншими словами, отримані експериментальні результати дуже добре узгоджуються з даними виробника, що вказує на високу точність розробленого методу. Важливо зауважити, що відносна похибка визначення ОКН K не перевищує 3%, підтверджуючи високу прецизійність розроблених експериментальної установки та обчислювальної процедури.

На основі визначених ФПК K_{\parallel} та K_{\perp} були обчислені наступні значення ПОКів: $\pi_{11} = 0,282 \pm 0,026$ Б і $\pi_{12} = 1,899 \pm 0,036$ Б для першої конфігурації інтерферометра, та

$\pi_{11} = 0,315 \pm 0,029$ Б і $\pi_{12} = 1,880 \pm 0,029$ Б для другої. Середні значення становлять $\langle \pi_{11} \rangle = 0,299$ Б і $\langle \pi_{12} \rangle = 1,890$ Б. Абсолютна похибка, яка відображає відтворюваність одержаних значень ПОКів, не перевищує $\pm 0,036$ Б, тобто відповідає найкращій точності, відомій з літератури.

На жаль, довідник з оптичних матеріалів [14*] не містить ПОКів для оптичного скла ВК7 (К8), але подає ПрОКи ($p_{11} = 0,12$ і $p_{12} = 0,22$). Ці коефіцієнти пов'язані з ПОК через модуль Юнга E та коефіцієнт Пуассона ν :

$$p_{11} = \frac{E[(1-\nu)\pi_{11} + 2\nu\pi_{12}]}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad p_{12} = \frac{E(\pi_{12} + \nu\pi_{11})}{(1+\nu)(1-2\nu)}. \quad (23)$$

На основі експериментальних значень π_{11} та π_{12} , були обчислені ПрОКи $p_{11} = 0,118 \pm 0,004$ і $p_{12} = 0,226 \pm 0,005$. Ці значення також чудово узгоджуються з літературними даними, причому рівень похибки є достатній з точки зору вимог довідкової літератури. Більше того, просте порівняння підтверджує, що точність запропонованого методу є не гірша, ніж точність методу Діксона-Коена, який, як відомо, забезпечує найкращу точність визначення ПрОКів [15*, 16*].

Проте, на відміну від класичної методики, розробленої Діксоном та Коеном, суттєвою перевагою нашого методу є те, що він дозволяє встановлювати знаки ПОКів та ПрОКів. Правильне встановлення знаків цих коефіцієнтів забезпечується відомими знаками напружень та правильним калібруванням інтерферометра.

За допомогою описаної методики були досліджені отримані в Інституті фізичної оптики імені О.Г. Влоха зразки боратного скла трьох складів: LiKB_4O_7 , $\text{Li}_2\text{B}_6\text{O}_{10}$ (LiB_3O_5) та $\text{LiCsB}_6\text{O}_{10}$. Одержані значення СФПК, ФПК, ОКН, ПОКів та ПрОКів представлені в табл. 1. Слід зауважити, що ОКН K для трьох сортів боратного скла майже вдвічі перевищує відповідний коефіцієнт оптичного скла К8. Це означає, що двозаломлення, яке індукується однаковим механічним напруженням, буде майже вдвічі більшим у боратному склі, порівняно зі склом К8. Як видно з табл. 1, абсолютні та відносні похибки визначення ОКН K становлять відповідно $\Delta K = 0,33$ Б і $\delta K = 4\%$ для скла LiKB_4O_7 , $\Delta K = 0,39$ Б і $\delta K = 8\%$ для $\text{Li}_2\text{B}_6\text{O}_{10}$ та $\Delta K = 0,34$ Б і $\delta K = 6\%$ для скла $\text{LiCsB}_6\text{O}_{10}$.

В третьому розділі дисертаційної роботи презентується також новий аналітичний підхід до аналізу анізотропії акустооптичної ефективності на основі симетричного розгляду акустичних і оптичних властивостей та їх тензорного опису. Відомо, що ефективність АО дифракції характеризується за допомогою КАОЯ M_2 , який виражається співвідношенням

Таблиця 1

**Експериментальні значення коефіцієнтів
для трьох сортів боратного скла**

Коефіцієнт, Б	Склад скла		
	LiKB_4O_7	$\text{Li}_2\text{B}_6\text{O}_{10}$	$\text{LiCsB}_6\text{O}_{10}$
Q_{\parallel}	$-3,80 \pm 0,09$	$-3,29 \pm 0,09$	$-6,25 \pm 0,14$
Q_{\perp}	$-8,78 \pm 0,19$	$-8,15 \pm 0,17$	$-11,69 \pm 0,24$
$D = S(n-1)$	$-2,31 \pm 0,18$	$-2,68 \pm 0,24$	$-3,57 \pm 0,14$
K_{\parallel}	$-1,49 \pm 0,20$	$-0,61 \pm 0,26$	$-2,68 \pm 0,19$
K_{\perp}	$-6,47 \pm 0,26$	$-5,47 \pm 0,30$	$-8,12 \pm 0,28$
$K = K_{\parallel} - K_{\perp}$	$4,98 \pm 0,33$	$4,86 \pm 0,39$	$5,44 \pm 0,34$
π_{11}	$0,85 \pm 0,12$	$0,35 \pm 0,15$	$1,50 \pm 0,11$
π_{12}	$3,69 \pm 0,15$	$3,14 \pm 0,17$	$4,56 \pm 0,16$
$\pi_{44} = \pi_{11} - \pi_{12}$	$-2,84 \pm 0,19$	$-2,79 \pm 0,23$	$-3,06 \pm 0,19$
p_{11}	$0,250 \pm 0,013$	$0,184 \pm 0,016$	$0,286 \pm 0,010$
p_{12}	$0,382 \pm 0,014$	$0,300 \pm 0,018$	$0,386 \pm 0,013$

$$M_2 = -n^6 p_{ef}^2 \rho^{-1} v^{-3}, \quad (24)$$

де n – показник заломлення; p_{ef} – ефективний пружнооптичний коефіцієнт (ЕПрОК); ρ – густина (питома маса) матеріалу; v – швидкість акустичної хвилі.

Хоча параметр M_2 є скалярним, він може проявляти помітну анізотропію. Ця анізотропія зумовлюється властивостями тензора ПрОКів \mathbf{p} та тензора пружної жорсткості \mathbf{C} , який визначає швидкість АХ. Анізотропія показників заломлення також робить свій внесок в загальну просторову залежність коефіцієнта M_2 .

Спочатку аналізувався найпростіший випадок газоподібного чи рідкого середовища, які є оптично і акустично ізотропними. В рідинах і газах можуть поширюватися лише об'ємні акустичні хвилі (або хвилі густини). Виникнення поперечних зсувних хвиль в них неможливе. Швидкість v поширення об'ємних хвиль в рідині чи в газі визначається наступним співвідношенням:

$$v = \sqrt{\frac{\beta}{\rho}} = \sqrt{\frac{C_{11} + 2C_{12}}{3\rho}}, \quad (25)$$

де $\beta = (C_{11} + 2C_{12})/3$ – пружний модуль об'ємного (всесічного) стиску; C_{ij} – коефіцієнти пружної жорсткості.

Нехай АХ поширюється вздовж осі Y і поляризація падаючої оптичної хвилі (ОХ) буде паралельною до осі Z , тобто $D_1 = D_2 = 0$, $D_3 = D$. Слід зазначити, що тут і надалі розглядається дифракція Бреґга, яка досягається відповідним вибором геометрії взаємодії. На ОХ, поляризовану вздовж осі Z , буде впливати зміна компоненти тензора оптичної непроникності ΔB_3 , яка дорівнює $\Delta B_3 = p_{31}e_1 + p_{32}e_2 + p_{33}e_3$. Для ізотропних середовищ, таких як гази, рідини чи аморфні тіла, тензор ПрОК містить 2 незалежні коефіцієнти, причому $p_{31} = p_{32} = p_{12}$ і $p_{33} = p_{11}$. Для об'ємної хвилі маємо компоненти тензора деформації $e_1 = e_2 = e_3 = e$. Тому отримуємо $\Delta B_3 = (2p_{12} + p_{11})e$, звідки знаходимо ЕПрОК $p_{ef} = (2p_{12} + p_{11})$. В результаті, КАОЯ запишеться:

$$M_2 = \frac{n^6 (2p_{12} + p_{11})^2}{\rho v^3} = \frac{3n^6 (2p_{12} + p_{11})^2 \sqrt{3\rho}}{(2C_{12} + C_{11})^{3/2}}. \quad (26)$$

Таким чином, рідини і гази характеризуються єдиним значенням КАОЯ, який, через поворотну інваріантність всіх величин, які входять в рівняння (26), не залежить ні від геометрії взаємодії, ні від напрямку поширення АХ, ні від кута Бреґга.

Далі був здійснений аналіз ізотропного твердотілого середовища, яким можуть бути аморфні матеріали, такі як скло чи пластик. В такому середовищі можуть поширюватися АХ двох типів, – поперечна та поздовжня. Швидкості цих хвиль не залежать від напрямку поширення, крім того, швидкості поперечних хвиль не залежать від їхньої поляризації. Ці висновки випливають з рівняння Крістофеля, яке у випадку аморфного середовища має лише два розв'язки для швидкостей v_{\perp} поперечної та v_{\parallel} поздовжньої АХ:

$$v_{\perp}^2 = (C_{11} - C_{12})/(2\rho); \quad v_{\parallel}^2 = C_{11}/\rho. \quad (27)$$

Наявність двох акустичних мод призводить до збільшення числа можливих типів АО взаємодії до трьох: (I) АО взаємодія поздовжньої АХ ($v_{11} \equiv v_{\parallel}$), з ОХ, поляризованою по

осі Y (рис. 5а). Тут застосовується запис швидкості $AХ$ у вигляді v_{ij} , де перший індекс i позначає напрям поширення, а другий індекс j – напрям поляризації $AХ$; (II) АО взаємодія тієї ж поздовжньої $AХ$ v_{11} з падаючою $OХ$, яка поширюється в площині XZ під кутом Брега θ_B до осі Z з поляризацією в площині XZ ($D_3 = D \sin \theta_B$, $D_1 = D \cos \theta_B$) (див. рис. 5б); і (III) АО взаємодія поперечної $AХ$ $v_{13} \equiv v_{12} \equiv v_{\perp}$ з падаючою $OХ$, аналогічною до тієї, що використовується при (II) типі АО взаємодії (див. рис. 5в).

У випадку (I) типу $AХ$ містить лише одну компоненту тензора деформацій e_1 , тому електричне поле дифрагованої $OХ$ виражається $E_2 = \Delta B_2 D_2 = p_{12} e_1 D_2$, ЕПрОК $p_{ef} = p_{12}$, і тоді КАОЯ не залежить від напрямків поширення оптичних і акустичних хвиль:

$$M_2^{(I)} = n^6 p_{12}^2 \rho^{-1} v_{11}^{-3}. \quad (28)$$

У випадку (II) ЕПрОК рівний $p_{ef} = p_{11} \cos^2 \theta_B + p_{12} \sin^2 \theta_B$, а вираз для КАОЯ набуває виду:

$$M_2^{(II)} = n^6 (p_{11} \cos^2 \theta_B + p_{12} \sin^2 \theta_B)^2 \rho^{-1} v_{11}^{-3}. \quad (29)$$

Звідси випливає, що КАОЯ залежить від кута Брега, тобто від частоти $AХ$. У низько-частотному діапазоні ($f \leq 100$ МГц) маємо $\theta_B \ll 1$, і тому основну роль відіграє ПрОК p_{11} , в той час як при високих частотах ($f \geq 1$ ГГц) $\theta_B \approx 1$, і вплив ПрОК p_{12} на M_2 стає вагомим.

У випадку (III) маємо ЕПрОК $p_{ef} = p_{44} \sin 2\theta_B$ (для ізотропного середовища $p_{44} = p_{55} = p_{66} = (p_{11} - p_{12})/2$). Тому КАОЯ визначається співвідношенням:

$$M_2^{(III)} = n^6 (p_{44} \sin 2\theta_B)^2 \rho^{-1} v_{13}^{-3}, \quad (30)$$

з якого видно, що АО ефективність сильно залежить від кута Брега. Оскільки зазвичай кут Брега є дуже малим, то КАОЯ для цього типу взаємодії також, як правило, є малим. Крім того, (III) тип взаємодії реалізується лише при умові, що $AХ$ є поляризованою в площині взаємодії.

Слід зазначити, що четвертий гіпотетично можливий тип взаємодії поперечної $AХ$ v_{13} з падаючою $OХ$, поляризованою по осі Y ($D_2 = D$), не реалізується, оскільки в цьому випадку ЕПрОК $p_{ef} = p_{25}$ дорівнює нулю у всіх ізотропних середовищах.

Таким чином, в ізотропних середовищах АО ефективність не проявляє анізотропії, будучи залежною лише від кута Брега. Рідини і гази характеризуються єдиним значенням КАОЯ, в той час як аморфний матеріал – трьома різними коефіцієнтами.

Для прикладу, була розглянута АО взаємодія в боратному склі. Найвище значення КАОЯ для всіх трьох складів скла – LiKB_4O_7 , $\text{Li}_2\text{B}_6\text{O}_{10}$ та $\text{LiCsB}_6\text{O}_{10}$ – отримується при (I) типі АО взаємодії, і становить відповідно $M_2 = (4,3/2,8/7,4) \times 10^{-15}$ с³/кг. Для (III) типу АО взаємодії, величина КАОЯ є меншою на три порядки, як і передбачалося теоретичним аналізом.

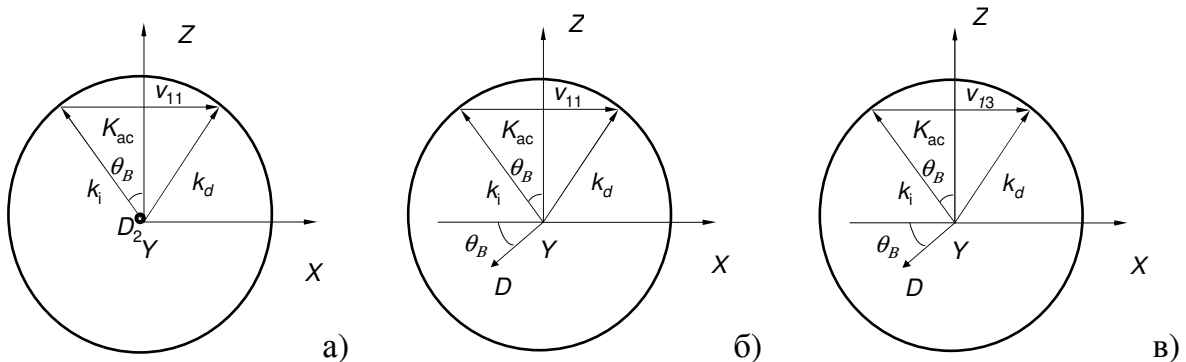


Рис. 5. Три можливі типи АО взаємодії в аморфних тілах: а) I тип; б) II тип; в) III тип.

Далі розглядалася анізотропія КАОЯ в кристалах кубічної сингонії. Будучи оптично ізотропними, кубічні кристали володіють анізотропією пружних властивостей. На відміну від аморфних середовищ, у кристалах, в тому числі в кубічних, вибір системи координат, в якій записуються всі матеріальні тензори (ПОК, ПрОК, пружних модулів тощо), не є довільним, а визначається орієнтацією елементів симетрії, тобто структурою кристала. Тому тут і надалі всі матеріальні тензори для кристалів подаються в кристалофізичній системі координат. Тензор пружної жорсткості цих кристалів містить три незалежні ненульові коефіцієнти $C_{11} = C_{22} = C_{33}$, $C_{12} = C_{13} = C_{23}$ і $C_{44} = C_{55} = C_{66}$ (крім того, $C_{\lambda\mu} = C_{\mu\lambda}$), і тому, на відміну від аморфних середовищ, знімається виродження двох поперечних хвиль із взаємно ортогональними поляризаціями. Ці швидкості стають різними для так званих квазіпоперечних хвиль, QT_1 і QT_2 :

$$v_{QT_1}^2 = \frac{1}{2\rho} \left[C_{11} + C_{44} - \sqrt{(C_{11} - C_{44})^2 \cos^2 2\Theta + \sin^2 2\Theta (C_{12} + C_{44})^2} \right], \quad (31)$$

$$v_{QT_2}^2 = C_{44} / \rho, \quad (32)$$

де Θ – кут між вектором AX і віссю X в площині XZ .

Якщо звукові хвилі поширюються в площині XY , то акустична мода QT_2 є поляризованою паралельно до осі Z , а хвиля QT_1 – перпендикулярно до неї, тобто лежить в площині XY .

Вираз для швидкості квазіпоздовжньої хвилі QL має вигляд:

$$v_{QL}^2 = \frac{1}{2\rho} \left[C_{11} + C_{44} + \sqrt{(C_{11} - C_{44})^2 \cos^2 2\Theta + \sin^2 2\Theta (C_{12} + C_{44})^2} \right]. \quad (33)$$

Кут Θ – це кут повороту вектора AX навколо осі Y і також кут повороту вектора діаграми АО взаємодії навколо осі Y (рис. 6). Як видно з рівнянь (31)–(33), швидкості власних AX залежать від напрямку хвильового вектора в площині XZ .

Наступним кроком є з'ясування залежності ЕПрОК від напрямку вектора AX в площині XZ . Вигляд тензора ПрОК для кубічних кристалів, які належать до груп симетрії $m\bar{3}m$, 432 , $\bar{4}3m$, і $3m$ відрізняється від вигляду цього тензора для кристалів, які належать до груп 23 і $m\bar{3}$. Для першої підгрупи тензор містить три незалежні ненульові коефіцієнти $p_{11} = p_{22} = p_{33}$, $p_{12} = p_{13} = p_{23} = p_{21} = p_{31} = p_{32}$ і $p_{44} = p_{55} = p_{66}$, а для другої – чотири: $p_{11} = p_{22} = p_{33}$, $p_{12} = p_{23} = p_{31}$, $p_{21} = p_{13} = p_{32}$ і $p_{44} = p_{55} = p_{66}$.

Аналіз розпочали з першої, більш «високосиметричної», підгрупи. Крім трьох типів АО взаємодії, властивих аморфним матеріалам, в кубічних кристалах є можливим (IV) тип взаємодії поперечної AX $v_{13} = v_{QT_1}$ з падаючою OX , поляризованою вздовж осі Y , а також (V) і (VI) типи АО дифракції на іншій поперечній AX QT_2 . Щоправда, ці типи взаємодії не можуть бути реалізовані в площині XZ , оскільки відповідні ПрОК p_{16} і p_{26} є рівними нулю. Проте, ЕПрОКи стають ненульовими, якщо АО взаємодія відбувається в площині $X'Z$, утвореній поворотом початкової системи XYZ навколо осі Z на деякий кут φ .

При (I) типі взаємодії ЕПрОК залишається незмінним при повороті вектора AX в площині XZ і дорівнює $p_{ef} = p_{12}$. Тому анізотропія КАОЯ в площині XZ визначається

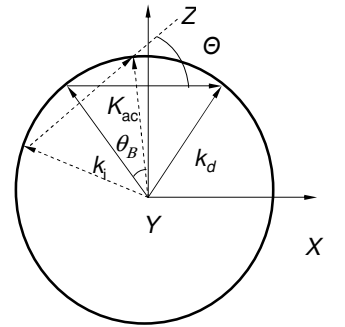


Рис. 6. Векторна діаграма АО взаємодії і та сама діаграма повороту на кут Θ навколо осі Y .

виключно анізотропією швидкості v_{QL} , тобто залежністю $v_{QL}(\Theta)$. При повороті площини взаємодії навколо осі Z на кут φ , ЕПрОК набуває вигляду:

$$p_{ef}^{(I)} = p_{12} + \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12} - 2p_{44})\sin^2 2\varphi \cos^2 \Theta. \quad (34)$$

В цьому випадку слід враховувати зміни швидкості AX в площині $X'Z$, тобто залежності $v_{QL}(\Theta, \varphi)$. Це може бути зроблено шляхом розв'язку визначника, який базується на тензорі Крістофеля $N_{mr} = C_{nmqr}K_nK_q$, де компоненти тензора пружної жорсткості C_{nmqr} залежать від кута φ , а компоненти вектора AX K_i – від кута Θ . В результаті отримується кубічне рівняння, розв'язки якого знаходяться за допомогою стандартних числових методів.

На прикладі кристалу KBr , який належить до групи симетрії $m3m$, було змодельовано анізотропію КАОЯ (рис. 7). Для АО взаємодії (I) типу (див. рис. 7а) анізотропія КАОЯ визначається головним чином анізотропією швидкості поздовжньої AX . КАОЯ досягає максимуму $M_2^{(I)} = 8,67 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ при $\Theta = 42^\circ$ і $\varphi = 45^\circ$.

Для (II) типу дифракції ЕПрОК в площині взаємодії $X'Z$ записується:

$$p_{ef}^{(II)} = \left\{ \left[p_{11} - \frac{p_{11} - p_{12} - 2p_{44}}{2} \sin^2 2\varphi \right] \cos^2 \Theta + p_{12} \sin^2 \Theta \right\} \cos^2 (\theta_B + \Theta) + \left(p_{12} \cos^2 \Theta + p_{11} \sin^2 \Theta \right) \sin^2 (\theta_B + \Theta) - \frac{p_{44}}{2} \sin 2\Theta \sin 2(\theta_B + \Theta), \quad (35)$$

звідки видно, що ЕПрОК, а отже і КАОЯ, залежать від кута Брегга. При цьому КАОЯ залишається практично незмінним при малих кутах Брегга ($\theta_B = 0,24^\circ \div 4^\circ$), тому надалі використовується значення кута Брегга $\theta_B = 4^\circ$. Максимальний КАОЯ для (II) типу взаємодії $M_2^{(II)} = 12,8 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ досягається при $\varphi = 0$, тобто в площині XZ і $\Theta = 45^\circ$ (див. рис. 7б).

При цьому основний внесок в анізотропію коефіцієнта $M_2^{(II)}$ належить повільності AX .

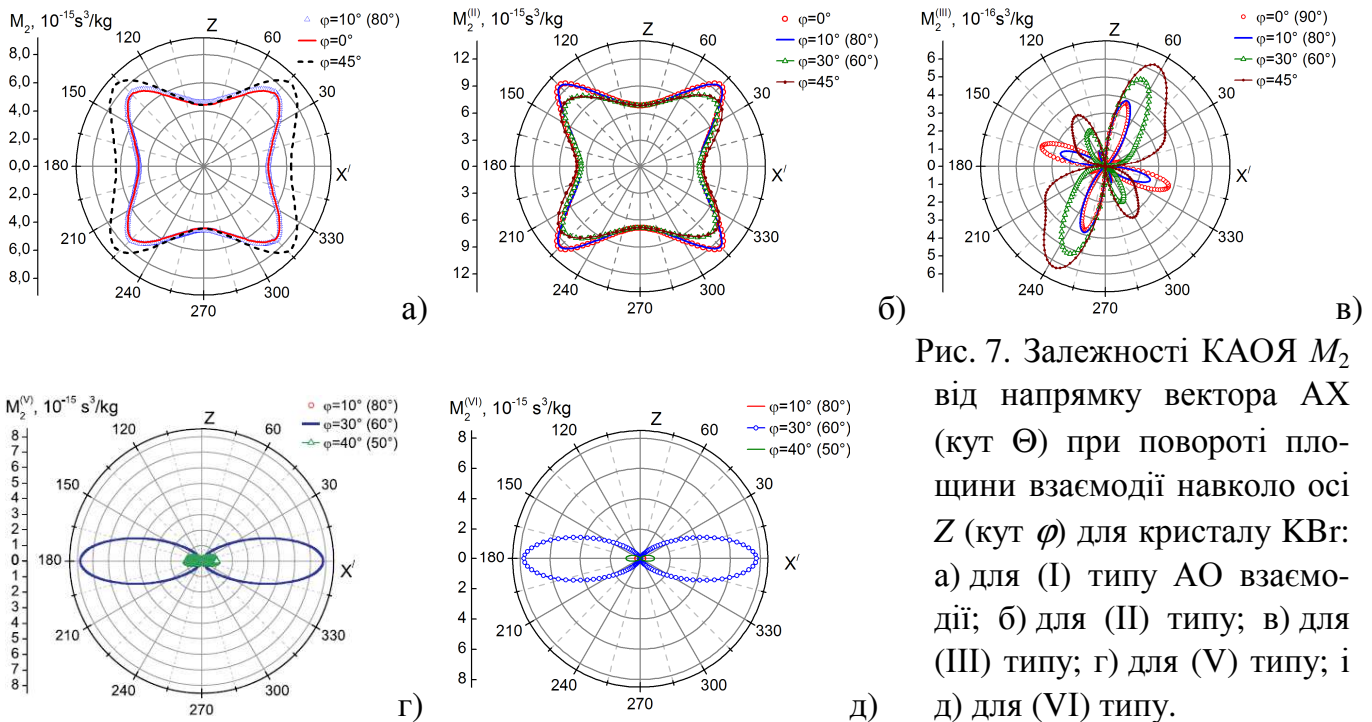


Рис. 7. Залежності КАОЯ M_2 від напрямку вектора AX (кут Θ) при повороті площини взаємодії навколо осі Z (кут φ) для кристалу KBr : а) для (I) типу АО взаємодії; б) для (II) типу; в) для (III) типу; г) для (V) типу; д) для (VI) типу.

Для (III) типу АО взаємодії залежність ЕПрОК від кутів φ і Θ записується:

$$p_{ef}^{(III)} = (p_{11} - p_{12}) \sin 2\Theta \cos 2(\theta_B + \Theta) + p_{44} \cos 2\Theta \sin 2(\theta_B + \Theta) - \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12} - 2p_{44}) \sin^2 2\varphi \sin 2\Theta \cos^2(\theta_B + \Theta). \quad (36)$$

Як видно з рис. 7в, коефіцієнт $M_2^{(III)}$ демонструє пелюсткоподібні залежності від напрямку вектора АХ (від кута Θ) при $\varphi = 0^\circ$, тобто в площині ХZ. Як і при АО взаємодії в аморфних середовищах, АО взаємодія (III) типу в кубічних кристалах характеризується відносно малим КАОЯ. Для кристалу КВr він досягає максимуму $M_2^{(III)} = 0,63 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ при $\varphi = 45^\circ$ і $\Theta = 65^\circ$ (див. рис. 7в). Анізотропія КАОЯ в основному спричинена анізотропією ЕПрОК.

(IV) тип АО взаємодії в кристалі КВr не реалізується, оскільки ЕПрОК рівний нулю.

При (V) і (VI) типах АО дифракції ОХ взаємодіють з АХ QT_2 ($v_{12} = v_{QT2}$). ЕПрОК рівний:

$$p_{ef}^{(V)} = \frac{1}{4}(p_{11} - p_{12} - 2p_{44}) \sin 4\varphi \cos \Theta, \quad (37)$$

звідки слідує, що при $\varphi = 0^\circ, 45^\circ$ і 90° , маємо $p_{ef} = 0$. Зрозуміло, що при таких орієнтаціях площини взаємодії АО дифракція не виникає. КАОЯ набуває найбільшої величини (див. рис. 7г) $M_2^{(V)} = 7,82 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ для напрямку, де АХ є найповільнішою, тобто при $\varphi = 30^\circ$ (60°) та $\Theta = 0^\circ$.

При (VI) типі АО взаємодії отримуємо для ЕПрОК вираз

$$p_{ef}^{(VI)} = \frac{1}{4}(p_{11} - p_{12} - 2p_{44}) \sin 4\varphi \cos \Theta \cos^2 \theta_B, \quad (38)$$

який при малих значеннях θ_B зводиться до виразу (37) для ЕПрОК при (V) типі взаємодії. Отже, ЕПрОК, а відтак і КАОЯ, при АО взаємодії (V) і (VI) типів є дуже близькими при досить малих кутах Брегга (див. рис. 7г і 7д).

Для аналізу АО взаємодії в кристалах «низькосиметричної» підгрупи кубічної системи (точкові групи симетрії 23 і $m\bar{3}$) був використаний кристал алюмо-калієвого галуна (АКГ, $KAl(SO_4)_2 \times 12H_2O$), який належить до точкової групи симетрії $m\bar{3}$.

Співвідношення для ЕПрОК кристалу АКГ є загалом складнішими, ніж у випадку КВr, тому тут не наводяться. На відміну від кристалу КВr, в кристалі АКГ ЕПрОК при взаємодії (IV) типу відмінний від нуля і тому КАОЯ також відмінний від нуля. Максимальні значення КАОЯ, обчислені для всіх типів АО взаємодії в кристалі АКГ представлені в табл.2. Слід відзначити, що швидкості АХ кристалу АКГ слабо залежать від кутів φ і Θ , і, як наслідок, розподіли M_2 визначаються в основному анізотропією ЕПрОК.

Отже, розроблений новий аналітичний підхід до аналізу анізотропії КАОЯ на основі симетрійного розгляду акустичних і оптичних властивостей та їх тензорного опису. Для

Таблиця 2

Максимальні значення КАОЯ для шести типів АО взаємодії в кристалі КВr

Тип взаємодії:	(I)	(II)	(III)	(IV)	(V)	(VI)
$M_2, 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$	7,3	5,4	0,16	0,43	0,11	0,11
φ , град	0; 180	45; 135	45; 135	45; 135	20	110
θ , град	0; 180	137; 317	62; 242	45; 135; 25; 3154	0	177; 357

всіх можливих типів АО взаємодії в оптично ізотропних середовищах виведені співвідношення для ЕПрОК і КАОЯ. Запропонований підхід дозволяє знайти оптимальну геометрію АО взаємодії, яка характеризується найбільшим КАОЯ для даного матеріалу. Для кристалів КВг і АКГ, які представляють різні підгрупи кубічної системи, був проведений числовий аналіз. Ці кристали відрізняються між собою тим, що КВг має добре виражену анізотропію швидкостей АХ, в той час як АКГ майже ізотропний з цієї точки зору. Виявлено, що в кристалі КВг найвищий КАОЯ $M_2 = 12,8 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ досягається при АО дифракції (II) типу і зумовлений головним чином низьким значенням швидкості АХ. На відміну від цього, анізотропія КАОЯ кристалу АКГ пов'язана в основному з анізотропією ЕПрОК. Максимальний КАОЯ, $M_2 = 7,3 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, досягається для (I) типу взаємодії.

Четвертий розділ дисертації присвячений дослідженню фотопружних та АО властивостей тригональних кристалів на прикладі добре відомого і широко застосовуваного кристалу ніобату літію (НЛ, LiNbO_3). НЛ відноситься до точкової групи симетрії $3m$, для якої матриця ПОК містить 8 незалежних компонент. Як вказувалося вище, метод дослідження фотопружних властивостей який ґрунтується на поєднанні лазерної цифрової 2D інтерферометрії та ЧТЗ дозволяє для одного напрямку поширення світла визначити два діючі ПОКи. Отже, для визначення повної матриці ПОК кристалів, необхідно проводити вимірювання для багатьох зразків, орієнтованих спеціальним чином відносно кристалофізичної системи координат. Аналіз показав, що у випадку кристалів групи симетрії $3m$ необхідно виготовити не менше ніж чотири різних зразки для визначення всіх ПОК при використанні методики ЧТЗ, а для того, щоб визначити п'ять головних ПОКів (π_{11} , π_{12} , π_{13} , π_{31} і π_{33}), достатньо мати лише два зразки. Загалом, було виготовлено 7 зразків НЛ.

Вирази для ефективних ПОКів і відповідні параметри були записані для всіх досліджуваних зразків у всіх експериментальних ситуаціях. Виявилось, що деякі ПОКи можуть бути визначені з кількох незалежних вимірювань. Це підвищує надійність визначення ПОК за рахунок усереднення результатів незалежних вимірювань. Головні ПОКи можуть бути отримані безпосередньо, в той час як неголовні ПОК входять у складні співвідношення, які містять комбінації багатьох коефіцієнтів. В останньому випадку потрібні зразки непрямих (неголовних) зрізів. Крім того, для обчислення ПОКів потрібно використовувати ефективні коефіцієнти пружної податливості, які виражаються складними комбінаціями окремих модулів податливості. Всі ці обставини збільшують похибки обчислення неголовних ПОК.

В результаті наших вимірювань і розрахунків була отримана повна матриця ПОК для кристалу НЛ (вісім незалежних коефіцієнтів). У табл. 3 представлені визначені нами усереднені значення ПОК в порівнянні з результатами, отриманими за класичною методикою Б.Г. Мициком та ін. [11*] і з величиною ПОК π_{14} , визначеною методом скручування кристалічного стержня [17*].

Таблиця 3

П'єзооптичні коефіцієнти кристалу НЛ (експериментальні та літературні дані)

ПОК (Б)	π_{11}	π_{12}	π_{13}	π_{31}	π_{33}	π_{14}	π_{41}	π_{44}
Експеримент	-0,376 $\pm 0,069$	0,197 $\pm 0,039$	0,662 $\pm 0,065$	0,529 $\pm 0,025$	0,253 $\pm 0,024$	0,875 $\pm 0,071$	-0,228 $\pm 0,051$	2,060 $\pm 0,071$
Літер. дані [11*]	-0,38	0,09	0,80	0,50	0,20	-0,81	-0,88	2,25
Літер. дані [17*]	-	-	-	-	-	$0,887 \pm 0,028$	-	-

У більшості випадків наші результати досить добре узгоджуються з даними, опублікованими Б.Г. Мициком та ін. [11*]. Величини лише двох ПОКів, а саме, π_{12} і π_{41} , помітно відрізняються від цих даних. Крім того, отриманий нами ПОК π_{14} відрізняється знаком від коефіцієнта, представленого в [11*]. Водночас, як знак, так і абсолютне значення ПОК π_{14} , співпадають з результатами, отриманими в роботі [17*] методом скручування кристалічного стержня.

Ґрунтуючись на величинах ПОК, виміряних нами, і модулях пружної жорсткості, взятих з літератури, ми розрахували матрицю ПрОК і порівняли з результатами, отриманими іншими авторами (табл. 4). Як видно з табл. 4, довірчі інтервали перекриваються для всіх коефіцієнтів, за винятком p_{33} і p_{41} . Це підтверджує, що визначені нами ПрОК добре узгоджуються з літературними даними. Варто зазначити, що похибки для всіх восьми ПрОК, отриманих за допомогою нашої методики, є меншими, ніж ті, які знаходимо в літературі. Цей факт свідчить про високу точність нашого методу і створеної експериментальної установки.

Таким чином, методика, яка поєднує цифрову лазерну 2D інтерферометрію і метод ЧТЗ, пройшла успішну апробацію на тригональному кристалі НЛ. Був теоретично проаналізований і експериментально перевірений вплив вторинного ПОЕ на кінцеві результати визначення ПОК. Показано, що метод дозволяє визначати первинні ПОКи. Були визначені повні матриці ПОК і ПрОК канонічного нелінійно-оптичного кристалу LiNbO_3 . Наші експериментальні результати досить добре узгоджуються з літературними даними. Порівняння похибок визначення ПОК і ПрОК з типовими похибками, наведеними в літературних джерелах, дозволяє стверджувати, що розроблений в роботі метод можна охарактеризувати як найбільш точний.

Описаний вище новий метод аналізу анізотропії КАОЯ було застосовано до одновісних тригональних кристалів. Проведено детальний аналіз анізотропії ПрОКів і швидкостей АХ у кристалі НЛ. В цьому кристалі аналітичний розв'язок рівняння Крістофеля можливий лише при поширенні АХ в кристалофізичній площині YZ. В інших випадках матриця Крістофеля не має нульових компонент, тому в загальному випадку для розрахунку власних акустичних мод слід застосовувати чисельні методи.

Як було показано вище, для кристалів кубічної сингонії існують 6 типів АО дифракції, які відповідають взаємодії світла двох поляризацій з трьома власними акустичними модами. Ці типи взаємодії відповідають ізотропній дифракції, оскільки дифрагована ОХ має ту ж саму поляризацію, що й падаюча. Для одновісних кристалів крім шести типів ізотропної АО дифракції, можливі ще три типи анізотропної взаємодії, які відрізняються тим, що падаюча і дифрагована оптичні хвилі мають ортогональну поляризацію, тобто при цьому відбувається передача світлової енергії з незвичайної хвилі у звичайну і навпаки.

Таблиця 4

Пружнооптичні коефіцієнти кристалу НЛ (експериментальні та літературні дані)

ПрОК	P_{11}	P_{12}	P_{13}	P_{31}	P_{33}	P_{14}	P_{41}	P_{44}
Експеримент	$-0,023 \pm 0,017$	$0,076 \pm 0,014$	$0,147 \pm 0,019$	$0,157 \pm 0,007$	$0,141 \pm 0,013$	$-0,057 \pm 0,004$	$-0,051 \pm 0,011$	$0,126 \pm 0,004$
Літерат. дані [18*]	$-0,021 \pm 0,018$	$0,060 \pm 0,019$	$0,172 \pm 0,029$	$0,141 \pm 0,017$	$0,118 \pm 0,020$	$-0,052 \pm 0,007$	$-0,109 \pm 0,017$	$0,121 \pm 0,019$
Літерат. дані [19*]	$-0,026$	$0,090$	$0,133$	$0,179$	$0,071$	$-0,075$	$-0,151$	$0,146$

Т.ч. (VII) тип АО дифракції відповідає взаємодії ОХ з повздовжньою АХ QL; (VIII) тип – з поперечною АХ QT₁; і (IX) тип – з поперечною АХ QT₂.

Було отримано аналітичні співвідношення для ЕПрОК при всіх дев'яти типах АО взаємодії в тригональних кристалах, які належать до груп симетрії 32, 3m і $\bar{3}m$. Для того, щоб продемонструвати анізотропію КАОЯ, нижче наводяться кілька прикладів максимальних значень цього коефіцієнта, яких можна досягти для кожного з шести типів ізотропної АО взаємодії в кристалі НЛ (табл. 5).

Як видно з табл. 5, при ізотропній АО дифракції в кристалі НЛ найвищий КАОЯ $M_2 = 11,62 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ досягається при взаємодії (IV) типу. Цей максимум визначається виключно екстремумом ЕПрОКа, оскільки акустична повільність при вказаних умовах має проміжне значення між мінімумом і максимумом.

Якщо проаналізувати представлені в літературі експериментально визначені величини КАОЯ, то максимальне значення було отримане при одній і тій же геометрії, яка відповідає (II) типу АО взаємодії і становить $M_2 = 2,05 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ за даними Клуззіна та ін. [20*] та $M_2 = 2,74 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ за даними Реінтєса і Шульца [21*]. Порівнявши ці значення КАОЯ з отриманими нами, можна зробити висновок, що ефективність ізотропної АО дифракції в кристалі НЛ може бути підвищена приблизно в 5 разів.

У випадку анізотропної дифракції показники заломлення падаючої і дифрагованої ОХ відрізняються. Тому КАОЯ в цьому випадку запишеться $M_2 = n_i^3 n_d^3 p_{ef}^2 \rho^{-1} v^{-3}$, де n_i та n_d – показники заломлення падаючої та дифрагованої оптичних хвиль відповідно. Крім того, якщо при ізотропній дифракції кут падіння світлового променя на площину хвильового фронту АХ дорівнював куту Бреґга і куту дифракції, тобто $\alpha_i = \alpha_d = \theta_B$, то при анізотропній АО взаємодії маємо, що $\alpha_i > \theta_B > \alpha_d$ або $\alpha_i < \theta_B < \alpha_d$. Тому замість кута Бреґга θ_B , при анізотропній дифракції використовувався кут відхилення $\gamma = \alpha_i + \alpha_d$, тобто кут між хвильовими векторами падаючої та дифрагованої ОХ. Нагадаємо, що у випадку ізотропної АО взаємодії $\gamma = 2\theta_B$. Вважається, що падаюча ОХ є незвичайною хвилею, а дифрагована – звичайною.

Для трьох типів анізотропної АО дифракції були розраховані залежності ЕПрОК і КАОЯ від кута $\theta + \gamma$ між хвильовим вектором дифрагованого світла і віссю X (X'), з яких були визначені максимальні КАОЯ (табл. 6). Анізотропія КАОЯ зумовлена в основному анізотропією ЕПрОК.

Колінеарна АО дифракція характеризується тим, що хвильові вектори всіх взаємодіючих хвиль скеровані вздовж однією прямої. У такому випадку досить проаналізувати поворот площини взаємодії навколо лише однієї з осей, наприклад, осі Z. Анізотропія КАОЯ для колінеарної АО взаємодії в кристалі НЛ аналізувалася, використовуючи отримані раніше вирази для ЕПрОК при трьох типах анізотропної дифракції з умовою $\gamma = 0^\circ$. Для (VII) типу АО взаємодії значення КАОЯ є дуже малим: його максимум

Таблиця 5

Максимальні значення КАОЯ для шести типів ізотропної АО взаємодії в кристалі НЛ

Тип АО взаємодії	(I)	(II)	(III)	(IV)	(V)	(VI)
$M_2, 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$	3,11	7,36	4,72	11,62	5,58	10,03
$\theta_{X,Y}$, град	$\theta_X = 51$	$\theta_X = 50; 230$	$\theta_Y = 19; 199; 161; 341$	$\theta_X = 157,5; 337,5$	$\theta_X = 55; 235$	$\theta_X = 82,5; 262,5$
$\varphi_{X,Y,Z}$, град	$\varphi_Z = 90$	$\varphi_Z = 10$	$\varphi_Y = 45; 135$	$\varphi_Z = 90$	$\varphi_X = 150$	$\varphi_X = 135$

Максимальні значення КАОЯ для анізотропної АО взаємодії в кристалі НЛ

Тип взаємодії	$\varphi_{x,y,z}$, град	θ , град	$\theta + \gamma$, град	χ , град	f_a , ГГц	M_2 , $10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$
(VII)	$\varphi_Y = 40$	130 (310)	284 (104)	116,3	45,7	2,6
	$\varphi_Y = 140$	50 (230)	256° (76°)	243,2		
(VIII)	$\varphi_X = 40$ (220)	280	260	182,6	4,29	12,9
(IX)	$\varphi_Y = 10$	20 (200)	29 (209)	100,8	2,03	12,6

становить лише $M_2 = 0,25 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ при $\varphi_Z = 0^\circ$ (60° , 120°) і $\theta = 0^\circ$. Це значення КАОЯ відповідає поширенню хвиль уздовж осі X або в напрямках, симетрично ідентичних осі X в площині XY . Для (IX) типу колінеарної АО дифракції максимальний КАОЯ $M_2 = 3,5 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ отримується при поширенні хвиль в площині XZ ($\varphi_Z = 0^\circ$) при $\theta = 45^\circ$, 135° , 225° або 315° . Глобальний максимум КАОЯ для випадку колінеарної АО дифракції в кристалі НЛ, $M_2 = 10,07 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, досягається при взаємодії (VIII) типу для кутів $\varphi_Z = 50^\circ$ (130°) і $\theta = 0^\circ$, тобто при поширенні хвиль в площині XY . Звичайно, це значення не надто високе в порівнянні з кращими АО матеріалами, проте для випадку колінеарної взаємодії навіть така величина КАОЯ може забезпечити 100% ефективність дифракції при довжині взаємодії рівній $l = 10$ см, площі акустичного стовпа $A = 25 \text{ мм}^2$, довжині світлової хвилі $\lambda = 632,8 \text{ нм}$ і акустичній потужності $P = 50 \text{ мВт}$.

Таким чином, з використанням розробленого аналітичного методу і експериментально отриманої матриці ПрОКів досліджено анізотропію КАОЯ кристалу НЛ. Встановлено, що максимальні значення КАОЯ для ізотропної, анізотропної та колінеарної дифракції становлять $M_2 = (11,62 / 12,9 / 10,1) \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ відповідно. Якщо порівняти відомі з літератури експериментально отримані максимальні значення КАОЯ для кристалу НЛ з максимальними розрахованими нами, то можна зробити висновок, що представлена методика аналізу анізотропії КАОЯ дозволяє підвищити ефективність АО дифракції в кристалі НЛ приблизно в 5 разів.

П'ятий розділ присвячений дослідженню фотопружних та АО властивостей тетрагональних кристалів. Кристали тетрагональної сингонії поділяються на дві підгрупи, які відрізняються виглядом тензорів ПОК і ПрОК. До першої підгрупи відносяться кристали, які належать до груп симетрії $4/mmm$, 422 , $4mm$ і $\bar{4}2m$. До цієї підгрупи відноситься кристал тетраборату літію (ТБЛ, $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$), який має симетрію $4mm$. Тензор ПОЕ для кристалів цієї підгрупи містить сім незалежних ПОКів. Практично ідентичний вигляд має тензор ПОЕ кристалів точкових груп симетрії $6/mmm$, 622 , $6mm$ і $\bar{6}m2$, який відрізняється лише тим, що для нього $\pi_{66} = \pi_{11} - \pi_{12}$. Другу підгрупу утворюють кристали, які належать до груп симетрії $\bar{4}$, $4/m$ і 4 . До цієї підгрупи відноситься кристал $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ (НБМ), точкова група симетрії якого $4/m$. Тензор ПОЕ для кристалів цієї підгрупи містить 10 незалежних ПОК. Майже такий же вигляд має тензор ПОЕ кристалів точкових груп симетрії $\bar{6}$, $6/m$ і 6 , який відрізняється лише тим, що для нього $\pi_{66} = \pi_{11} - \pi_{12}$ і $\pi_{16} = -2\pi_{61}$. Через подібність тензорів ПОЕ, ПрОЕ та ін., методи дослідження фотопружних та АО властивостей тетрагональних кристалів можуть застосовуватися і до кристалів гексагональної сингонії.

Спершу був досліджений кристал НБМ. Для визначення повної матриці ПОК методом 2D інтерферометрії із застосуванням ЧТЗ були виготовлені 6 зразків. Виходячи з експериментально отриманих значень ефективних ПОКів Π_{ij} , були розраховані всі 10 незалежних компонент тензора ПОЕ $\pi_{\theta\mu}$, і відповідні похибки, які представлені у табл. 7. Маючи повну матрицю ПОК π , була обчислена повна матриця ПрОК \mathbf{p} з використанням коефіцієнтів пружної жорсткості, взятих з роботи Гауссуля та ін. [22*]. Ці значення ПрОК зібрані в табл. 8 в порівнянні з результатами, які отримали Акімов та ін. [23*]. Доволі високі значення ПрОКів p_{11} , p_{12} , p_{13} , p_{31} і p_{33} дозволяють сподіватися на високі значення КАОЯ в цьому кристалі, зокрема при взаємодії світлової хвилі з повільними поперечними АХ.

Таблиця 7

П'єзооптичні коефіцієнти кристалів НБМ і ТБЛ (у Брюстерах)

Кристал	π_{11}	π_{12}	π_{13}	π_{31}	π_{33}	π_{44}	π_{66}	π_{45}	π_{16}	π_{61}
НБМ	1,024 $\pm 0,034$	0,555 $\pm 0,063$	1,550 $\pm 0,022$	0,500 $\pm 0,015$	2,209 $\pm 0,028$	0,740 $\pm 0,080$	-1,013 $\pm 0,081$	0,682 $\pm 0,139$	-0,532 $\pm 0,106$	0,440 $\pm 0,104$
ТБЛ	-0,307 $\pm 0,018$	0,769 $\pm 0,122$	3,878 $\pm 0,055$	1,150 $\pm 0,078$	1,639 $\pm 0,040$	-0,131 $\pm 0,107$	-1,387 $\pm 0,042$	-	-	-

Матриця ПОК кристалу ТБЛ містить 7 незалежних коефіцієнтів. Для визначення всіх ПОКів були виготовлені 4 зразки кристалу ТБЛ, які досліджувалися методом 2D інтерферометрії із застосуванням ЧТЗ. Загалом було експериментально визначено 16 ефективних ПОК П, на основі яких були розраховані всі 7 незалежних компонент тензора ПОК π_{qm} використовуючи два підходи. У першому кожен ПОК π_{qm} обчислювався за експериментальними значеннями Π_{ij} , отриманими лише для одного зразка. Другий підхід полягав у використанні всіх 16 ефективних ПОКів Π_{ij} для розрахунку 7 ПОКів π_{qm} . В цьому випадку переозначена система лінійних рівнянь розв'язувалася стандартним методом найменших квадратів. Маючи два набори ПОКів, розрахованих описаними вище способами, були отримані усереднені значення і відповідні похибки (див. табл. 7).

Значення ПОКів кристалу ТБЛ, отримані в цій роботі, істотно відрізняються від даних, визначених класичним способом одновісного стиску паралелепіпедоподібного зразка [24*, 25*]. Це пов'язано з тим, що метод 2D інтерферометрії із застосуванням ЧТЗ забезпечує вищу точність за рахунок використання заздалегідь відомого неоднорідного розподілу механічних напружень всередині зразка та цифрової обробки експериментальних інтерферограм.

Використовуючи експериментально отриману повну матрицю тензора ПОЕ кристалу ТБЛ і модулі жорсткості, взяті з роботи Богаті та ін. [26*], було розраховано повну матрицю ПрОКів (див. табл. 8). Оскільки отримані величини ПрОКів p_{12} , p_{13} , p_{31} і p_{33} є

Таблиця 8

Пружнооптичні коефіцієнти кристалів НБМ і ТБЛ (безрозмірні)

Кристал	p_{11}	p_{12}	p_{13}	p_{31}	p_{33}	p_{44}	p_{66}	p_{45}	p_{16}	p_{61}
НБМ, наші дані	0,196 $\pm 0,005$	0,159 $\pm 0,007$	0,189 $\pm 0,003$	0,154 $\pm 0,002$	0,228 $\pm 0,003$	0,019 $\pm 0,002$	-0,044 $\pm 0,004$	0,017 $\pm 0,004$	-0,023 $\pm 0,004$	0,035 $\pm 0,012$
НБМ, літер. [23]	0,243	0,205	0,25	0,21	0,29	-	-	-	-	-
ТБЛ	0,083 $\pm 0,003$	0,227 $\pm 0,017$	0,227 $\pm 0,005$	0,209 $\pm 0,011$	0,163 $\pm 0,006$	-0,0075 $\pm 0,0061$	-0,066 $\pm 0,002$	-	-	-

достатньо високими, можна очікувати високі значення КАОЯ для цих кристалів, зокрема при взаємодії світлової хвилі з повільними квазіпоперечними акустичними хвилями.

Аналіз анізотропії акустооптичної якості тетрагональних кристалів було розпочато з кристалу парателуриту (TeO_2). Завдяки високій АО ефективності, кристал TeO_2 є одним з найвідоміших і найбільш поширених АО кристалів. Аналіз анізотропії КАОЯ кристалів TeO_2 базується на загальному аналітичному підході, розробленому для оцінки просторової анізотропії параметра M_2 в оптично одновісних кристалах. Тут цей підхід був застосований до аналізу тетрагональних кристалів точкових груп симетрії $4/mmm$, 422 , $\bar{4}2m$ і $4mm$, а також гексагональних кристалів груп симетрії $6/mmm$, 622 , $6mm$ і $\bar{6}m2$. Ці точкові групи характеризуються однаковим виглядом тензорів пружної жорсткості та ПрОК.

Для всіх дев'яти типів АО взаємодії були розраховані залежності швидкостей АХ і виведені аналітичні вирази для ЕПрОК в початковій площині взаємодії XZ , а також в площинах $X'Z$ і XZ' , утворених поворотами початкової площини навколо осей Z і X на кути φ_Z і φ_X відповідно. На основі цих даних побудовано відповідні залежності КАОЯ, з яких були визначені максимальні КАОЯ для кожного типу АО взаємодії.

В табл. 9 зібрано максимальні значення КАОЯ для шести типів ізотропної АО взаємодії в кристалі TeO_2 . Як бачимо, максимальний КАОЯ для ізотропної дифракції становить $M_2^{(III)} = 1143,8 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ і отримується при АО взаємодії (III) типу. Таке високе значення M_2 зумовлене як високим значенням ЕПрОК, так і низьким значенням швидкості АХ.

Таблиця 9

Максимальні значення КАОЯ M_2 в кристалі TeO_2 для ізотропних типів АО дифракції і відповідні їм геометрії взаємодії

Тип АО взаємодії:	(I)	(II)	(III)	(IV)	(V)	(VI)
$M_2, 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$	33,8	69,4	1143,8	892,5	753,3	1102,9
Θ , град	90	111; 291	48,7; 131,3; 228,7; 311,3	44; 136; 224; 316	0; 180	0; 180
$\varphi_{X,Z}$, град	$\varphi_Z = 0; 180$	$\varphi_X = 0; 180$	$\varphi_X = 90$	$\varphi_X = 90$	$\varphi_Z = 45; 135$	$\varphi_Z = 45$

Максимальні значення КАОЯ для трьох типів анізотропної АО дифракції в кристалі TeO_2 представлені в табл. 10. Як бачимо з цієї таблиці, серед трьох типів анізотропної дифракції, найбільшої величини ($M_2 \approx 750 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$) КАОЯ досягає для (IX) типу АО взаємодії, тобто для взаємодії із найповільнішою АХ QT_2 , яка поширюється по бісектрисі кута між осями X та Y із поляризацією вздовж кристалографічного напрямку $[\bar{1}10]$.

Таблиця 10

Максимальні значення КАОЯ для анізотропної АО дифракції в кристалі TeO_2 і відповідні їм геометрії взаємодії

Тип АО взаємодії	Орієнтація площини взаємодії, $\varphi_{X,Z}$	Акустична хвиля			$M_2, 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$	
		Тип	Швидкість, м/с	Напрямок поширення		
(VII)	$\varphi_X = 160^\circ$	QL	4086	$\chi = -79,1^\circ$	39,3	
(VIII)	$\varphi_X = 60^\circ$	QT_1	2577	$\chi = 135^\circ$	158,5	
(IX)	$\varphi_Z = 45^\circ$	QT_2	612	$[110] (\chi = 0^\circ)$	$[\bar{1}10] (\perp \text{ до площини взаємодії})$	750

Для колінеарної АО дифракції в кристалі TeO_2 максимальний КАОЯ $M_2 = 92,2 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ досягається для (VIII) типу взаємодії, коли обидві ОХ та АХ QT_1 поширюються в кристалографічній площині (001) під кутом 40° до осі X. Для (VII) і (IX) типів колінеарної АО дифракції КАОЯ досягає величин $M_2 = 8,4 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ і $M_2 = 29,9 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$.

Таким чином, найвищого значення в кристалі TeO_2 КАОЯ досягає при ізотропній дифракції (III) типу і становить $M_2 = 1143,8 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$. Воно отримується при взаємодії незвичайної ОХ із найповільнішою поперечною АХ QT_2 , яка поширюється в напрямі [110] із швидкістю $v = 612 \text{ м/с}$. Зростання КАОЯ від значення $M_2 = 750 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, отриманого для анізотропної дифракції на тій же АХ, до величини $M_2 = 1143,8 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ при ізотропній АО взаємодії пов'язане із помірним збільшенням ЕПрОК та показника заломлення. Отримані співвідношення можуть використовуватися для аналізу анізотропії КАОЯ в тетрагональних та гексагональних кристалах точкових груп симетрії $4/mmm$, 422 , $4mm$, $\bar{4}2m$, $6/mmm$, 622 , $6mm$ і $\bar{6}m2$.

Використовуючи отримані співвідношення, нами був проведений аналіз анізотропії КАОЯ тетрагонального кристалу дигідрофосфату калію KH_2PO_4 (KDP), точкова група симетрії $\bar{4}2m$. Кристал KDP характеризується сильною анізотропією своїх акустичних властивостей. Ми виявили, що кристали KDP можуть мати значні кути Δ відхилення вектора потоку акустичної енергії від хвильового вектора. Максимальний знос поздовжньої хвилі QL $\Delta = 37,11^\circ$ спостерігається в площині XY при поширенні під кутом $\Theta = 43^\circ$ до осі X. Для поперечної хвилі QT_2 маємо найбільший кут $\Delta = \pm 57^\circ$ в площині XY під кутом $\Theta = 16^\circ$ або 74° , а для хвилі QT_1 максимальне відхилення $\Delta = -35,4^\circ$ отримується в площині XZ, під кутом $\Theta = 70^\circ$ до осі X.

Максимальні значення КАОЯ, отримані для всіх типів АО дифракції в кристалі KDP, представлені в табл. 11. Найбільше значення КАОЯ в кристалі KDP $M_2 = 7,01 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ досягається при ізотропній АО взаємодії звичайної ОХ, яка поширюється в напрямку $[\bar{1}10]$

Таблиця 11

**Максимальні значення КАОЯ при АО дифракції в кристалі KDP
та відповідні їм параметри взаємодії**

Тип АО взаємодії	Орієнтація площини взаємодії $\varphi_{X,Y,Z}$, град	Акустична хвиля			Напрямок поширення і поляризація світлової хвилі	КАОЯ, $10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$
		Тип, швидкість, м/с	Напрямок поширення $\theta_{X,Y}, \chi$, град	Частота, МГц		
I	$\varphi_X = 90$	QL, 4109,8	$\theta_{X,Y} = 45; 135; 225; 315$	341,7	$\theta_{X,Y} + 91^\circ$, звич. хвиля	7,01
II	$\varphi_X = 45$	QL, 4109,8	$\theta_{X,Y} = 0; 180$	341,7	$\theta_{X,Y} + 91^\circ$, незв. хвиля	3,95
III	$\varphi_X = 90$	QT_1 , 2073,5	$\theta_{X,Y} = 22; 112; 202; 292$	172,4	$\theta_{X,Y} + 91^\circ$, звич. хвиля	0,57
IV	$\varphi_X = 30; 150$	QT_1 , 2073,5	$\theta_{X,Y} = 175; 355$	195,2	$\theta_{X,Y} + 91^\circ$, незв. хвиля	0,09
V	$\varphi_X = 15; 165$	QT_2 , 1690,2	$\theta_{X,Y} = 12; 192$	140,5	$\theta_{X,Y} + 91^\circ$, звич. хвиля	4,25
VI	$\varphi_X = 60; 120$	QT_2 , 1690,2	$\theta_{X,Y} = 179; 359$	136,0	$\theta_{X,Y} + 91^\circ$, незв. хвиля	0,26
VII	$\varphi_X = 10; 170$	QL, 4597,5	$\chi = 51,5; 128,5$	230,3	$\theta = 90^\circ$	2,58
VIII	$\varphi_X = 40$	QT_1 , 2476,5 або 3335,7	$\chi = 195,28;$ або 242,19	269,8; 270,9	$\theta = 40^\circ$ або 140°	0,15
	$\varphi_X = 140$	QT_1 , 3328,1 або 2486	$\chi = 114,5;$ або 162,18	269,8; 270,9	$\theta = 40^\circ$ або 140°	0,15
IX	$\varphi_Z = 0; 90$	QT_2 , 1633,8	$\chi = 0,5^\circ$	150	$\theta = 90^\circ$	5,32

і поляризована в площині XU , з поздовжньою $AX QL$, яка поширюється вздовж бісектриси кута між осями X і U (в напрямку $[110]$). Для випадку анізотропної АО дифракції КАОЯ досягає максимуму $M_2 = 5,32 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ коли вхідна OX поширюється вздовж оптичної осі ($\theta = 90^\circ$), а поперечна $AX QT_2$ поширюється близько до осі X (U) в площині взаємодії XZ (YZ). Для колінеарної дифракції в кристалі KDP максимальний КАОЯ становить $M_2 = 1,62 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$. Це випадок взаємодії повільної зсувної $AX QT_2$ з OX , яка поширюється в площині XZ під кутом $\theta_X = 40^\circ$ або 140° до осі X .

Представником «низькосиметричної» підгрупи тетрагональної сингонії, яка об'єднує кристали точкових груп симетрії $\bar{4}, 4/m$ і 4 , був кристал НБМ (група симетрії $4/m$). Нами було ретельно досліджено швидкості, неортогональність і знос AX , а також компоненти тензорів пружної жорсткості і податливості. Швидкості ультразвуку вимірювалися методом Пападакіса на 6 зразках кристалу НБМ. Для восьми зрізів визначалися швидкості трьох акустичних мод, тобто загалом були виміряні 24 значення швидкостей ультразвуку. На основі визначених нами швидкостей AX була розрахована повна матриця тензора пружної жорсткості C , яка для кристалів точкових груп симетрії $\bar{4}, 4/m$ і 4 містить сім незалежних компонент.

В табл. 12 зібрано максимальні КАОЯ для ізотропної дифракції в кристалі НБМ. Як видно з таблиці, максимальні значення КАОЯ для ізотропної дифракції реалізуються для (I) і (II) типів АО взаємодії. Це означає, що ізотропна АО взаємодія з поздовжньою $AX QL$ є найбільш ефективною, незважаючи на те, що швидкість цієї хвилі майже в два рази більша, ніж квазіпоперечних хвиль. Максимальні КАОЯ для анізотропної дифракції в кристалі НБМ представлені в табл. 13.

Таблиця 12

**Максимальні значення КАОЯ при ізотропній АО дифракції
в кристалі НБМ і відповідні їм геометрії взаємодії**

Тип АО взаємодії:	(I)	(II)	(III)	(IV)	(V)	(VI)
$M_2, 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$	20,59	19,63	5,25	2,61	4,94	5,17
$\varphi_{X,Y,Z}$, град	$\varphi_Y = 135$	$\varphi_{X,Y,Z} = 0$	$\varphi_Y = 135$	$\varphi_Z = 105$	$\varphi_Y = 165$	$\varphi_Z = 120$
θ , град	152; 332	90	35; 215	62,8; 242,8	18; 198	21,1; 158,9; 201,1; 338,9

Для всіх типів анізотропної АО взаємодії в кристалах НБМ, анізотропія КАОЯ зумовлена головним чином анізотропією ЕПрОК.

Для колінеарної дифракції найбільші КАОЯ залежно від типу взаємодії досягаються: (VII) тип: $M_2 = 0,48 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ при $\varphi_Z = 70^\circ$, $\Theta = 45^\circ$; (VIII) тип: а) $M_2 = 1,9 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, $\varphi_Y = 40^\circ$, $\Theta = 80^\circ$; б) $M_2 = 1,87 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, $\varphi_Y = 50^\circ$, $\Theta = 80^\circ$; (IX) тип: $M_2 = 1,66 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, $\varphi_Z = 0^\circ$, $\Theta = 50^\circ$.

Таблиця 13

**Максимальні значення КАОЯ для анізотропної АО дифракції
в кристалі НБМ і відповідні їм геометрії взаємодії**

Тип взаємодії	$\varphi_{X,Y,Z}$, град	θ , град	$\theta + \gamma$, град	γ , град	f_a , ГГц	$M_2, 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$
(VII)	$\varphi_X = 10$	80	279	199	27,65	12,53
	$\varphi_Y = 10^\circ$	80	280	200	27,65	12,51
(VIII)	$\varphi_{X,Y} = 50$	90	85; 95	± 5	0,84	3,27
(IX)	$\varphi_Z = 70$	90	89; 91	± 1	2,63	5,14

Таким чином, метод аналізу анізотропії КАОЯ був застосований до кристалів, які належать до тетрагональних груп симетрії $4/m$, 4 і $\bar{4}$. Були отримані аналітичні співвідношення для анізотропії ЕПрОК, тоді як анізотропія швидкостей акустичних хвиль була оцінена чисельно. Ми перевірили наш метод на важливому прикладі кристалу НБМ, охопивши всі типи АО взаємодії. Ми виявили, що максимальне значення КАОЯ для кристалів НБМ ($M_2 = 20,59 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$) може бути досягнуто при ізотропній АО дифракції (I) типу на квазіпоздовжній АХ QL. Було показано, що висока АО ефективність кристалів НБМ в основному пов'язана з досить великими ПрОКами цього матеріалу.

В додатку А наведено список публікацій автора за темою дисертації та відомості про апробацію результатів дисертації.

Додаток Б містить співвідношення для двопротенезаломлення та кута орієнтації оптичної індикатриси, які індуюються одновісним стиском в дископодібних зразках, виготовлених із кристалів усіх груп симетрії при дії стиску вздовж головних кристалофізичних осей.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

В результаті виконання дисертаційного дослідження розроблено і апробовано методи дослідження п'єзооптичних властивостей кристалів, які базуються на 2D поляриметрії та інтерферометрії в поєднанні з формуванням заздалегідь визначених неоднорідних розподілів механічних напружень і аналітичний метод вивчення анізотропії коефіцієнта акустооптичної якості ізотропних (гази, рідини, аморфні матеріали) та анізотропних (кристали кубічної та середніх сингоній) середовищ. Це дозволило розв'язати проблему оптимізації геометрії акустооптичної взаємодії і проблему точності п'єзооптичного експерименту, підвищивши її і забезпечивши надійність отриманих результатів. Зокрема:

1. В частині розробки 2D методів поляриметричного та інтерферометричного вимірювання п'єзооптичних коефіцієнтів.
 - Встановлено, що похибки експериментального визначення ПОКів, які зумовлені виникненням неоднорідного розподілу механічних напружень у зразку, можуть бути мінімізовані шляхом відповідного вибору геометричних параметрів зразка, а саме, у випадку початково ізотропних зразків з квадратним поперечним перерізом, відношення ширини до висоти має не перевищувати 1:3.
 - Розроблено і апробовано експериментальну методику визначення ПОКів, засновану на 2D поляриметрії та створенні заздалегідь відомого розподілу механічних напружень у дископодібному зразку, стисненому уздовж його діаметру, яка дозволяє визначати різницю ПОКів з похибкою, що не перевищує 10%.
 - Розроблено метод вимірювання ПОКів на основі лазерної цифрової 2D інтерферометрії та чотириточкового згину зразка. Метод апробовано з використанням оптичного скла К8. Продемонстровано, що втілений метод забезпечує високу точність вимірювання ПОКів із встановленням їхніх знаків. Показано, що абсолютна похибка вимірювання ПОКів скла К8 не перевищує $\pm 0,036 \text{ Б}$, а похибка визначення ПрОКів – $\pm 0,005$. Для трьох складів боратного скла, а саме LiKB_4O_7 , $\text{Li}_2\text{B}_6\text{O}_{10}$ та $\text{LiCsB}_6\text{O}_{10}$ із застосуванням вказаного методу експериментально визначені ПОКи і ПрОКи, що дало можливість розрахувати відповідні КАОЯ цих матеріалів.
 - З використанням методу лазерної цифрової 2D інтерферометрії та ЧТЗ визначені всі

компоненти тензорів ПОЕ і ПрОЕ тригональних кристалів LiNbO_3 . Виявлене задовільне узгодження отриманих результатів з результатами, відомими з літератури та встановлено, що запропонований метод забезпечує вимірювання ПОКів з найвищою, на даний час, точністю, при похибці, яка не перевищує 4% при визначенні головних компонент тензора.

- З використанням методу лазерної цифрової 2D інтерферометрії та ЧТЗ визначені всі компоненти тензора ПОЕ тетрагональних кристалів $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ і $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$. На основі експериментально виміряних швидкостей поширення АХ отримані повні матриці тензорів жорсткості та податливості цих кристалів і встановлені особливості анізотропії поширення АХ, такі як кут зносу та неортогональність поляризації хвиль. З використанням повних матриць тензорів жорсткості, податливості і ПОКів визначені всі компоненти тензора ПрОЕ кристалів $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ і $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$.
2. В частині методу аналізу анізотропії КАОЯ оптично ізотропних середовищ.
- Запропоновано аналітичний підхід до аналізу анізотропії КАОЯ оптично ізотропних середовищ. Отримані аналітичні співвідношення для ЕПрОК і КАОЯ цих середовищ. Встановлено, що в рідких і газоподібних середовищах може існувати тільки один тип АО взаємодії лінійно поляризованої ОХ з поздовжньою АХ, і як наслідок, ці матеріали характеризуються лише одним значенням КАОЯ, значення якого не залежить від геометрії взаємодії. Показано, що ізотропні аморфні твердотільні матеріали характеризуються трьома типами ізотропної АО взаємодії лінійно поляризованої ОХ з трьома власними АХ (двома поперечними і однією поздовжньою) і, відповідно, трьома різними КАОЯ, які не проявляють анізотропії. Встановлено, що кристали кубічної сингонії характеризуються шістьма типами АО взаємодії і, отже, шістьма різними КАОЯ. Ці типи взаємодії відповідають ізотропній дифракції ортогонально поляризованих падаючих світлових хвиль на двох поперечних і одній поздовжній АХ. Показано, що в залежності від орієнтації хвильового вектора АХ всі шість КАОЯ проявляють анізотропію, яка зумовлена анізотропією швидкостей АХ і ЕПрОК.
 - Метод аналізу анізотропії КАОЯ апробовано на прикладі кристалів $\text{KAl}(\text{SO}_4)_2 \times 12\text{H}_2\text{O}$ та KBr , які належать до різних симетрійних підгруп кубічної сингонії. Виявлено, що найвище значення КАОЯ для кристалу KBr становить $12,8 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$ для визначеної геометрії взаємодії. Встановлено, що у цьому випадку максимальне значення коефіцієнта M_2 досягається завдяки суттєвій повільності АХ, яка приймає участь в АО взаємодії. На відміну від цього, анізотропія КАОЯ кристалу $\text{KAl}(\text{SO}_4)_2 \times 12\text{H}_2\text{O}$ виникає завдяки анізотропії ЕПрОК. Показано, що максимальний КАОЯ кристалу $\text{KAl}(\text{SO}_4)_2 \times 12\text{H}_2\text{O}$ дорівнює $7,3 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$ для встановленої геометрії взаємодії.
3. В частині методу аналізу анізотропії КАОЯ тригональних кристалів.
- Встановлено, що в оптично анізотропних кристалах існує дев'ять типів АО взаємодії власних АХ з власними оптичними хвилями, шість з яких стосуються ізотропної дифракції, а три – анізотропної. Отримано аналітичні співвідношення для ЕПрОК при всіх типах АО взаємодії в тригональних кристалах, які належать до груп симетрії 32 , $3m$ і $\bar{3}m$.
 - З використанням розробленого аналітичного методу і експериментально отриманої матриці ПрОК здійснено аналіз анізотропії КАОЯ тригонального кристалу LiNbO_3 і виявлені геометрії взаємодії, при яких досягаються максимальні значення КАОЯ.

Показано, що за умов ізотропної АО дифракції в кристалі LiNbO_3 максимальний КАОЯ ($11,62 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$) досягається при взаємодії (IV) типу за рахунок істотної анізотропії і високих значень ЕПрОК.

- Показано, що максимальні значення КАОЯ для анізотропної дифракції в кристалі LiNbO_3 досягаються при взаємодії (VIII) і (IX) типів і становлять $12,9 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$ і $12,6 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$ відповідно. Встановлено, що у випадку колінеарної дифракції в кристалі LiNbO_3 максимальне значення КАОЯ ($10,07 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$) властиве для взаємодії (VIII) типу.
4. В частині методу аналізу анізотропії КАОЯ тетрагональних і гексагональних кристалів.
- Отримано аналітичні співвідношення для ЕПрОК при всіх дев'яти типах АО взаємодії в тетрагональних і гексагональних кристалах, які належать до груп симетрії $4/mmm$, 422 , $4mm$, $\bar{4}2m$, $\bar{4}$, $4/m$, 4 , $6/mmm$, 622 , $6mm$, $\bar{6}m2$, $\bar{6}$, $6/m$ і 6 . Метод аналізу анізотропії КАОЯ апробовано на тетрагональних кристалах TeO_2 , $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ і KH_2PO_4 , для яких встановлені геометрії АО дифракції з максимальними значеннями КАОЯ.
 - Показано, що при ізотропній дифракції в кристалі TeO_2 найбільше значення КАОЯ ($1143,8 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$) досягається при взаємодії (III) типу. Встановлено, що анізотропія M_2 є наслідком поєднання анізотропії ЕПрОК і повільності АХ, а величина максимального КАОЯ спричинена високим значенням повільності АХ. Виявлено, що для анізотропної дифракції в кристалі парателуриту максимальне значення КАОЯ ($750 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$) досягається при взаємодії (IX) типу. Встановлено, що максимальне значення КАОЯ для колінеарної дифракції ($92,2 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$) теж досягається при взаємодії (IX) типу.
 - Виявлено, що максимальне значення КАОЯ кристалу $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ ($20,59 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$) може бути досягнуте при ізотропній АО взаємодії (I) типу. Показано, що в кристалі $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ серед геометрій анізотропної дифракції, максимальне значення КАОЯ ($12,53 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$) може бути досягнуте при АО взаємодії (VII) типу. Виявлено, що найефективніша геометрія для колінеарної дифракції характеризується істотно нижчим коефіцієнтом АО якості ($1,9 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$). Встановлено, що висока АО ефективність $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ пов'язана, головним чином, з досить великими значеннями ПрОКів цього кристалу.
 - Проаналізовано анізотропію КАОЯ кристалу KH_2PO_4 . Показано, що найвище значення цього коефіцієнта ($7,01 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$) досягається при ізотропній АО взаємодії (I) типу. У випадку анізотропної дифракції максимальне значення коефіцієнта M_2 отримується для взаємодії (IX) типу і становить $5,32 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$. Встановлено, що для колінеарної дифракції в кристалі KH_2PO_4 максимальне значення КАОЯ ($1,62 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$) досягається при взаємодії (IX) типу.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- 1* Brewster, D. (1815). Experiments on the depolarisation of light as exhibited by various mineral, animal, and vegetable bodies, with a reference to the general principles of polarisation. *Phil Trans R Soc Lond B*, 104, 187-211.
- 2* Brewster, D. (1816). On the communication of the structure of doubly refracting crystals to glass, muriate of soda, fluor spar, and other substances, by mechanical compression and dilatation. *Phil Trans R Soc Lond*, 106, 156-178.

- 3* Faraday, M. (1933). *Faraday's Diary*. Volume IV, Nov. 12, 1839-June 26, 1847. (Thomas Martin ed.). London: George Bell and Sons, paragraphs #7504, 13 Sept. 1845 – #7718, 30 Sept. 1845.
- 4* Kerr, J. (1875). XL. A new relation between electricity and light: Dielectrified media birefringent. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 50(332), 337-348.
- 5* Pockels, F. (1894). *Ueber den Einfluss des elektrostatischen Feldes auf das optische Verhalten piëzoelektrischer Krystalle* (Vol. 39). Dieterichsche Verlags-Buchhandlung.
- 6* Pockels, F. C. A. (1906). *Lehrbuch der kristallogoptik* (Vol. 19). BG Teubner, Leipzig.
- 7* Влох, О.Г. (1970). Електрооптична активність кристалів кварцу. *Укр. фіз. журн.*, 15(5), 758-762.
- 8* Влох, О. Г., Желудев, И. С. (1960). Изменение оптических свойств кристаллов при наложении электрических полей (Линейный электрооптический эффект). *Кристаллография*, 5(3), 390-402.
- 9* Влох, О. Г. (1965). Деформація оптичних індикатрис при квадратичному та спонтанному електрооптичних ефектах у кристалах. *Укр. фіз. журн.*, X(10), 1101-1117.
- 10* Tang, Y., Burdick, N. Q., Baumann, K., & Lev, B. L. (2015). Bose–Einstein condensation of ^{162}Dy and ^{160}Dy . *New Journal of Physics*, 17(4), 045006.
- 11* Mytsyk, B.G., Andrushchak, A.S., Demyanyshyn, N.M., Kost, Y.P., Kityk, A.V., Mandracci, P., & Schranz, W. (2009). Piezo-optic coefficients of MgO-doped LiNbO₃ crystals. *Appl. Opt.*, 48(10), 1904-1911.
- 12* Тимошенко, С.П. (1965). *Опір матеріалів*. Москва: Вид. НТЛ.
- 13* Krupych, O., Savaryn, V., Skab, I., & Vlokh, R. (2011). Interferometric measurements of piezo-optic coefficients by means of four-point bending method. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 12 (3), 150-159.
- 14* Weber, M. J. (2002). *Handbook of optical materials*. Boca Raton, FL: CRC Press.
- 15* Dixon, R. W., & Cohen, M. G. (1966). A new technique for measuring magnitudes of photoelastic tensors and its application to lithium niobate. *Applied Physics Letters*, 8(8), 205-207.
- 16* Dixon, R. W. (1967). Photoelastic properties of selected materials and their relevance for applications to acoustic light modulators and scanners. *Journal of Applied Physics*, 38(13), 5149-5153.
- 17* Vasykiv, Y., Savaryn, V., Smaga, I., Skab, I., & Vlokh, R. (2011). On determination of sign of the piezo-optic coefficients using torsion method. *Applied optics*, 50(17), 2512-2518.
- 18* Andrushchak, A. S., Mytsyk, B. G., Laba, H. P., Yurkevych, O. V., Solskii, I. M., Kityk, A. V., & Sahraoui, B. (2009). Complete sets of elastic constants and photoelastic coefficients of pure and MgO-doped lithium niobate crystals at room temperature. *Journal of Applied Physics*, 106(7), 73510.
- 19* Авакянц, Л. П., Киселев, Д. Ф., & Щитов, Н. Н. (1976). Фотоупругость LiNbO₃. *Физ. тверд. тела*, 18, 1547-1551.
- 20* Клудзин, В.В. (1971). Фотоупругие константы кристаллов LiNbO₃. *Физ. тверд. тела*, 13(2), 651-653.
- 21* Reintjes, J., & Schulz, M. B. (1968). Photoelastic Constants of Selected Ultrasonic Delay - Line Crystals. *Journal of Applied Physics*, 39(11), 5254-5258.
- 22* Haussühl, S., Liebertz, J., & Schmidt, H. (1991). Crystal growth and elastic properties of

tetragonal $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$. *Crystal Res. Technol.*, 26(6), K136–K140.

- 23* АКИМОВ, С.В., Столпакова, Т.М., Дудник, Е.Ф., Синяков, Е.В. (1977). Фотоупругие свойства $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$. *Физ. тверд. тела*, 19(9), 1832–1833.
- 24* Martynyuk-Lototska, I., Mys, O., Dudok, T., Adamiv, V., Smirnov, Y., & Vlokh, R. (2008). Acousto-optic interaction in $\alpha\text{-BaB}_2\text{O}_4$ and $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ crystals. *Applied optics*, 47(19), 3446-3454.
- 25* Martynyuk-Lototska, I., Mys, O., Adamiv, V., Burak, Ya., & Vlokh, R. (2002). Elastic, piezooptical and acoustooptical properties of lithium tetra borate crystals. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 3(4), 264-266.
- 26* Bohaty, L., Haussühl, S., & Liebertz, J. (1989). Electrooptical coefficients and temperature and pressure derivatives of the elastic constants of tetragonal $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$. *Crystal Res. Technol.*, 24(11), 1159-1163.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ДИСЕРТАЦІЇ ВИКЛАДЕНІ В РОБОТАХ:

1. Vasylykiv, Yu., Kvasnyuk, O., Krupych, O., Mys, O., Maksymuk, O., & Vlokh, R. (2009). Reconstruction of 3D stress fields basing on piezooptic experiment. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 10 (1), 22-37.
2. Adamiv, V., Teslyuk, I., Dyachok, Ya., Romanyuk, G., Krupych, O., Mys, O., Martynyuk-Lototska, I., Burak, Ya. & Vlokh, R. (2010). Synthesis and optical characterization of LiKB_4O_7 , $\text{Li}_2\text{B}_6\text{O}_{10}$, and $\text{LiCsB}_6\text{O}_{10}$ glasses. *Applied optics*, 49(28), 5360-5365.
3. Adamiv, V., Teslyuk, I., Dyachok, Ya., Romanyuk, G., Krupych, O., Mys, O., Martynyuk-Lototska, I., Burak, Ya. & Vlokh, R. (2014). Synthesis and optical characterization of LiKB_4O_7 , $\text{Li}_2\text{B}_6\text{O}_{10}$, and $\text{LiCsB}_6\text{O}_{10}$ glasses: erratum. *Applied optics*, 53(20), 4481-4482.
4. Krupych, O., Savaryn, V., Skab, I., & Vlokh, R. (2011). Interferometric measurements of piezooptic coefficients by means of four-point bending method. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 12 (3), 150-159.
5. Vasylykiv, Yu., Savaryn, V., Smaga, I., Krupych, O., Skab, I. and Vlokh, R. (2011). Studies of piezooptic coefficients in LiNbO_3 crystals using a crystalline disk compressed along its diameter. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 12 (4), 180-190.
6. Savaryn, V., Skab, I., Krupych, O. and Vlokh, R. (2012). The method for measuring piezooptic coefficients of crystals using a crystalline disk loaded along its diameter. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 13 (2), 82-123.
7. Krupych, O., Savaryn, V., Krupych, A., Klymiv, I., & Vlokh, R. (2013). Determination of piezooptic coefficients of crystals by means of four-point bending. *Applied optics*, 52(17), 4054-4061.
8. Savaryn, V., Krupych, O. and Vlokh, R. (2014). Refined measurements of piezooptic coefficient π_{66} for the lithium niobate crystals, using a crystalline disk compressed along its diameter. *Ukr.J.Phys.Opt.*, 15 (1), 30-37.
9. Savaryn, V., Krupych, O., Skab, I. and Vlokh, R. (2014). Reinvestigation of the piezooptical anisotropy appearing in a crystalline disk loaded along its diameter. *Ukr.J.Phys.Opt.*, 15(2), 84-95.
10. Mys, O., Kostyrko, M., Smyk, M., Krupych, O., & Vlokh, R. (2014). Anisotropy of acousto-optic figure of merit for TeO_2 crystals. 1. Isotropic diffraction. *Ukr.J.Phys.Opt.*, 15(3), 132-154.
11. Kvasnyuk, O., Vasylykiv, Yu., Krupych, O., & Vlokh, R. (2014). Preferable geometrical parameters of samples for piezooptic experiments. *Ukr.J.Phys.Opt.*, 15 (4), 195-206.
12. Krupych, O., Savaryn, V., & Vlokh, R. (2014). Precise determination of full matrix of piezooptic coefficients with a four-point bending technique: the example of lithium niobate crystals. *Applied optics*, 53(10), B1-B7.
13. Mys, O., Kostyrko, M., Smyk, M., Krupych, O., & Vlokh, R. (2014). Anisotropy of acousto-optic figure of merit in optically isotropic media. *Applied optics*, 53(20), 4616-4627.

14. Krupych, O., Kushnirevych, M., Mys, O., & Vlokh, R. (2015). Photoelastic properties of $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ crystals. *Applied optics*, 54(16), 5016-5023.
15. Mys, O., Kostyrko, M., Krupych, O., & Vlokh, R. (2015). Anisotropy of acoustooptic figure of merit for TeO_2 crystals. 2. Anisotropic diffraction. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 16 (1), 38-60.
16. Mys, O., Kostyrko, M., Zapeka, B., Krupych, O., & Vlokh, R. (2016). Anisotropy of acoustooptic figure of merit for TeO_2 crystals. 2: Anisotropic diffraction: errata. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 17(4), 148-166.
17. Martynyuk-Lototska, I., Mys, O., Kushnirevych, M., Krupych, O., & Vlokh, R. (2015). Acoustic anisotropy for acoustooptic $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ crystals. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 16 (2), 69-76.
18. Mys, O., Kostyrko, M., Krupych, O., & Vlokh, R. (2015). Anisotropy of the acousto-optic figure of merit for LiNbO_3 crystals: isotropic diffraction. *Applied optics*, 54(27), 8176-8186.
19. Mys, O., Krupych, O., & Vlokh, R. (2016). Anisotropy of an acousto-optic figure of merit for $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ crystals. *Applied optics*, 55(28), 7941-7955.
20. Mys, O., Krupych, O., Kostyrko, M., & Vlokh, R. (2016). Anisotropy of acousto-optic figure of merit for LiNbO_3 crystals – anisotropic diffraction: erratum. *Applied optics*, 55(34), 9823-9829.
21. Krupych, O., Mys, O., Kryvyy, T., Adamiv, V., Burak, Ya., & Vlokh, R. (2016). Photoelastic properties of lithium tetraborate crystals. *Applied optics*, 55(36), 10457-10462.
22. Kryvyy, T., Mys, O., Krupych, O., & Vlokh, R. (2016). The anisotropy of acoustooptic figure of merit for the collinear diffraction in LiNbO_3 crystals. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 17(4), 176-187.
23. Mys, O., Krupych, O., and Vlokh, R. (2017). Anisotropy of acoustooptic figure of merit in KH_2PO_4 crystals. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 18(2), 83-94.
24. Martynyuk-Lototska, I., Mys, O., Krupych, O., Adamiv, V., Burak, Ya., Vlokh, R., & Schranz, W. (2004). Elastic, piezooptic and acoustooptic properties of borate crystals (BaB_2O_4 , $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ and $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$). *Integrated Ferroelectrics*, 63(1), 99-103.
25. Martynyuk-Lototska, I., Dudok, T., Krupych, O., Adamiv, V., Smirnov, Ye. and Vlokh, R. (2004). Acousto-optic diffraction in borate crystals. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 5 (4), 111-114.
26. Vlokh, R., Dyachok, Y., Krupych, O., Burak, Ya., Martynyuk-Lototska, I., Andrushchak, A., & Adamiv, V. (2003). Study of laser-induced damage of borate crystals. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 4, 101-104.
27. Krupych, O., Smaga, I., & Vlokh, R. (2005). Studies of Optical Damage in Photorefractive Single LiNbO_3 Crystals using Imaging Polarimetry. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 6 (4), 146-149.
28. Krupych, O., Vasylykiv, Yu., Adamenko, D., Vlokh, R. & Vlokh, O. (2006) Application of Small-Angular Magneto-optic Polarimetry for Study of Magnetogyration in $(\text{Ga}_{0.3}\text{In}_{0.7})_0\text{Se}_3$ and SiO_2 Crystals. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 7(4), 171-178.
29. Krupych, O., Adamenko, D., Say, A., Klymiv, I., Vlokh, R. & Vlokh O. (2007). Studies of magnetogyration in cubic $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ crystals using small-angular magneto-optic polarimetry. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 8(1), 25-30.
30. Vlokh, R.O., Adamenko, D.I., Krupych, O.M., & Vlokh, O.G. (2007). Small-angular polarimetric magneto-optical mapping and the problem of magnetogyration. *Ferroelectrics*, 348(1), 48-57.
31. Krupych, O., Dyachok, Y., Smaga, I., & Vlokh, R.O. (2008). Morphology of laser-induced damage of lithium niobate and KDP crystals. *Optica Applicata*, 38(3), 567-574.
32. Krupych, O., Dyachok, Ya., Smaga, I., & Vlokh, R. (2006). Anisotropy of laser-induced bulk damage of single crystals. *VIII Ukrainian-Polish and III East-European Meeting on Ferroelectrics Physics*. Program & Abstracts (p.53). Lviv, Ukraine, September 4-7, 2006.

33. Martynyuk-Lototska, I., Mys, O., Krupych, O., Adamiv, V., Burak, Ya., Vlokh, R., Vlokh, O., & Schranz, W. (2006). Borate crystals – new high efficient acoustooptic materials. *VIII Ukrainian-Polish and III East-European Meeting on Ferroelectrics Physics*. Program & Abstracts (p.54). Lviv, Ukraine, September 4-7, 2006.
34. Vlokh, R., Krupych, O., Vasylykiv, Yu., Adamenko, D., & Vlokh, O.G. (2007). Small-angular polarimetric magneto-optical mapping and the problem of magnetogyration. *POLECER conference: Piezoelectricity for End Users III*. Abstracts (p.100). Liberec, Czech Republic, February 7-9, 2007.
35. Vlokh, R., Vasylykiv, Yu., Adamenko, D., Krupych, O., & Vlokh, O.G. (2008). Application of Small-Angular Magneto-optic Polarimetry for Study of Magnetogyration in $(\text{Ga}_{0.3}\text{In}_{0.7})_2\text{Se}_3$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, CdS and SiO_2 Crystals. *IX Polish-Ukrainian Meeting and XXIX International School on Ferroelectrics Physics*. Program & Abstracts (p.12). Kraków, Poland, September 14-18, 2008.
36. Vlokh, R., Vasylykiv, Yu., Adamenko, D., Krupych, O., & Vlokh, O.G. (2008). Small-angular polarimetry for study of magneto-optic rotation in singular beams. Case of CdS , $(\text{Ga}_{0.3}\text{In}_{0.7})_2\text{Se}_3$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ and SiO_2 crystals. *4th International Conference "Singular Optics (Optical Vortices): Fundamentals and Applications (SO'2008)"*. Abstracts (p.27). Alushta, Crimea, Ukraine, September 15-20, 2008.
37. Krupych, O., Savaryn, V., Skab, I., & Vlokh, R. (2012). The methods for piezooptic effect studies on the basis of 2D stress distribution. *II Ukrainian-Polish-Lithuanian Meeting on Ferroelectrics Physics UPL MFP-2*. Abstracts (p.24). Lviv, Ukraine, September 10-13, 2012.
38. Vasylykiv, Yu., Savaryn, V., Smaga, I., Krupych, O., Skab, I., & Vlokh, R. (2012). Using the crystalline disk method for measurements of piezooptic coefficients. The case of LiNbO_3 crystals. *II Ukrainian-Polish-Lithuanian Meeting on Ferroelectrics Physics UPL MFP-2*. Abstracts (p.83). Lviv, Ukraine, September 10-13, 2012.
39. Krupych, O., Savaryn, V., Skab, I., & Vlokh, R. (2012). New Method for Piezooptic Coefficients Measurements Based on Four-Point Bending. *Proceedings of the International Conference on Oxide Materials for Electronic Engineering OMEE-2012* (pp.181-182). Lviv, Ukraine, September 3-7, 2012.
40. Krupych, O., Savaryn, V., & Vlokh, R. (2013). Comprehensive Study of Piezo-optic Effect in the Lithium Niobate Single Crystal by Application Four-point Bending. *Четвертий семінар «Властивості сегнетоелектричних і суперіонних систем»*. Програма і тези доповідей (с.13-14). Ужгород, Україна, 28. X. 2013 р.
41. Крупич, О., Саварин, В., Влох Р. (2014). Метод вимірювання фотопружних характеристик оптичних матеріалів на основі чотириточкового згину. *Науковий семінар з параметричної оптики, присвячений 80-річчю з дня народження професора О.Г. Влоха*. Тези доповідей (с.14). Львів, Україна, 4 липня 2014 р.
42. Mys, O., Kostyrko, M., Smyk, M., Krupych, O., & Vlokh, R. (2014). Anisotropy of acoustooptic figure of merit for TeO_2 crystals. Case of isotropic diffraction. *Науковий семінар з параметричної оптики, присвячений 80-річчю з дня народження професора О.Г. Влоха*. Тези доповідей (с.15). Львів, Україна, 4 липня 2014 р.
43. Mys, O., Kostyrko, M., Smyk, M., Krupych, O., & Vlokh, R. (2014). Anisotropy of acoustooptic figure of merit in optically isotropic media. *Науковий семінар з параметричної оптики, присвячений 80-річчю з дня народження професора О.Г. Влоха*. Тези доповідей (с.25). Львів, Україна, 4 липня 2014 р.

44. Savaryn, V., Krupych, O., & Vlokh, R. (2014). Determination of piezo-optic coefficient using a crystalline disk compressed along its diameter. *Науковий семінар з параметричної оптики, присвячений 80-річчю з дня народження професора О.Г. Влоха*. Тези доповідей (с.28). Львів, Україна, 4 липня 2014 р.
45. Protsiuk, V.O., Padlyak, B.V., Krupych, O., Adamiv, V.T., Burak, Ya.V., & Teslyuk I.M. (2015). Investigations of the mechanical stresses distribution in some borate glasses by optical imaging polarimetry. *International Scientific and Technical Conference "Laser Technologies. Lasers and their Application LTLA-2015"* (ISBN: 978-966-384-345-2). Program and abstracts (pp.45-47). Truskavets, Ukraine, June 17-19, 2015.
46. Mys, O., Krupych, O., Zapeka B., & Vlokh, R. (2016). Acoustooptic anisotropy of ferroic crystals. *IV Lithuanian-Ukrainian-Polish Meeting on Ferroelectrics Physics*. Program and Abstracts (p.11). Palanga, Lithuania, September 5-9, 2016.
47. Mys, O., Krupych, O., Kostyrko, M., Zapeka B., Kryvyu, T. & Vlokh, R. (2016). Anisotropy of acoustooptic efficiency for paratellurite crystals. *6-й регіональний семінар «Властивості сегнетоелектричних і суперіонних систем»*. Програма і тези доповідей (с.18-19). Ужгород, Україна, 17-18 листопада 2016 р.
48. Mys, O., Krupych, O., Kryvyu, T. & Vlokh, R. (2017). Anisotropy of acoustooptic figure of merit in KN_2PO_4 and $\text{Li}_2\text{V}_4\text{O}_7$ crystals. *7-й семінар «Властивості сегнетоелектричних і суперіонних систем»*. Програма і тези доповідей (с.11). Ужгород, Україна, 24 квітня 2017р.

АНОТАЦІЯ

Крупич О.М. 2D поляриметрия та інтерферометрія в п'єзооптиці і акустооптична анізотропія кристалів. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.05 - оптика, лазерна фізика – Інститут фізичної оптики імені О.Г. Влоха Міністерства освіти і науки України, Львів, 2018.

Дисертація присвячена питанням розробки нових методів дослідження ефектів фотопружності, які ґрунтуються на аналізі двомірних зображень зразків. З'ясовані причини низької точності традиційного п'єзооптичного експерименту і встановлено, що вони можуть бути зменшені шляхом відповідного вибору геометричних параметрів зразка або застосуванням схем навантаження, які індукують неоднорідний, проте наперед відомий розподіл напружень в зразку. Розроблено метод визначення п'єзооптичних коефіцієнтів на основі 2D поляриметрії з використанням діаметрально стиснутих кристалічних дисків і апробовано його на прикладі вимірювання п'єзооптичного коефіцієнта π_{66} кристалу ніобату літію. Розроблено метод вимірювання п'єзооптичних коефіцієнтів на основі лазерної цифрової 2D інтерферометрії із застосуванням чотириточкового згину. Метод апробовано з використанням оптичного скла К8. Визначені всі компоненти тензора п'єзооптичного і пружнооптичного ефектів трьох складів боратного скла (LiKB_4O_7 , $\text{Li}_2\text{B}_6\text{O}_{10}$ та $\text{LiCsB}_6\text{O}_{10}$), тригональних кристалів LiNbO_3 , тетрагональних кристалів $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ і $\text{Li}_2\text{V}_4\text{O}_7$. Запропоновано аналітичний метод вивчення анізотропії коефіцієнта акустооптичної якості M_2 , який базується на отриманих аналітичних співвідношеннях для анізотропії ефективного пружнооптичного коефіцієнта, співвідношеннях для анізотропії швидкостей поширення АХ і показників заломлення. Метод апробовано на ізотропних середовищах, кристалах кубічної, тригональної і тетрагональної сингоній. Встановлені геометрії взаємодії, які характеризуються максимальними значеннями M_2 для ізотропної та анізотропної, в т.ч. колінеарної дифракції.

Ключові слова: поляризація світла, інтерференція світла, п'єзооптичний ефект, пружнооптичний ефект, акустооптичний ефект, механічні напруження, анізотропія.

ABSTRACT

Krupych O.M. 2D polarimetry and interferometry in piezooptics and acoustooptic anisotropy of crystals. – Manuscript.

The thesis for a doctor of physical-mathematical science degree in specialty 01.04.05 “Optics, laser physics”. – Vlokh Institute of Physical Optics, Ministry of Education and Sciences of Ukraine, Lviv, 2018.

The dissertation is devoted to the development, implementation and approbation of new methods of 2D polarimetry and interferometry for study of piezooptic properties of transparent media, which are based on formation beforehand known spatial distribution of mechanical stresses and analytic method for study anisotropy of acoustooptic figure of merit (AOFM) in isotropic media and crystals of cubic and intermediate crystal systems. These allow solve problem of acoustooptic (AO) interaction optimization and problem of classical piezooptic experiment accuracy.

The mathematical formulations used to describe the phenomena of photoelasticity and the corresponding terminology is presented, and the origins of the high errors appropriate in the classical methods for measuring of the piezooptical coefficients (POCs) are analyzed. An inhomogeneous distribution of induced birefringence in a parallelepiped-like sample under uniaxial compression was experimentally found by mean of 2D polarimeter. The 3D distribution of the stress tensor, appears in the sample under uniaxial compression, has been restored.

The experimental method for determination of POCs based on the creation of 2D distribution of mechanical stresses in a diametrically compressed crystalline disk and on the use of a 2D polarimeter was developed. Phenomenological relations, which express changes in optical birefringence and the angle of optical indicatrix rotation for crystals of all point groups of symmetry due to compress crystalline disks along their diameters, were derived. These relations consider different directions of mechanical stress application and light propagation. Methodology developed in this work, designed for the investigation of POCs, allow determine coefficients π_{44} , π_{55} and π_{66} for all point groups of symmetry except the crystals, which belong to triclinic syndication. The method was tested on the example of lithium niobate (LN, LiNbO_3) crystals due to measuring the POC $\pi_{66} = \pi_{11} - \pi_{12} = -0.508 \pm 0.049$ B.

The new method for measuring of POCs based on laser digital 2D interferometry and four-point bending of the sample was developed. The optical scheme and functioning algorithm of the created laboratory setup is described. The method is tested by using optical glass K8 (BK7 in international classification). It is demonstrated that the implemented method provides high accuracy of POCs measurement with the establishment of their signs. POCs and elasto optic coefficients (EOCs) were experimentally determined for three compositions of borate glass such as LiKB_4O_7 , $\text{Li}_2\text{B}_6\text{O}_{10}$ and $\text{LiCsB}_6\text{O}_{10}$ by using four-point bending technique.

A new analytical approach for analysis anisotropy of AOFM based on symmetrical consideration of acoustical and optical properties is presented. For all possible types of acoustooptical interactions in optically isotropic media the relations for effective POCs and M_2 are derived.

Photoelastic and AO properties of trigonal crystals on the example of a well-known and widely used LN crystal were studied. By using the four-point bending method all POCs and EOCs of LN crystal are determined. The satisfactory agreement of the results with the literature data was found. It has been shown that the developed method provides highest, at present, accuracy of POCs measurement with an error of not more than 4% in determining principal POCs.

The new method for analyzing the anisotropy of AOFM was applied to uniaxial trigonal crystals. It is shown that in the uniaxial crystals nine types of AO interactions can be realized, six of them are isotropic type and three of them are anisotropic type. The proposed method gives an

opportunity to optimize the conditions of AO interaction, and therefore, to design a new high-performance devices for control of optical radiation with low power consumption. Based on the developed method a detailed analysis of the anisotropy of the photoelastic properties and ultrasonic velocities as well as AOFM in the LN crystal was performed.

Photoelastic and AO properties of tetragonal crystals were studied. By using the four-point bending method all POCs of $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ (NBM) and $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ (LTB) crystals were determined. Experimentally measured of the AW velocities were calculated and based on it, the complete matrices of elastic stiffness and complacency tensors of these crystals were calculated and the peculiarities of the anisotropy of acoustic waves propagation, such as obliquity angle and the nonorthogonality of the polarizations, were determined. By using full matrices of elastic stiffness, compliance and POCs tensors, all EOCs of NBM and LTB crystals were determined. The analytical expressions for EOCs for 6 types of isotropic and 3 types of anisotropic AO interactions in tetragonal and hexagonal crystals are obtained. Method for analysis of AOFM anisotropy has been tested on tetragonal crystals TeO_2 , NBM and KDP.

Key words: polarization of light, interference of light, piezooptical effect, elasto-optical effect, acousto-optic effect, mechanical stresses, anisotropy.

АННОТАЦИЯ

Крупич О.Н. 2D поляриметрия и интерферометрия в пьезооптике и акустооптическая анизотропия кристаллов. – Квалификационный научный труд на правах рукописи.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.05 - оптика, лазерная физика – Институт физической оптики имени О.Г. Влоха Министерства образования и науки Украины, Львов, 2018.

Диссертация посвящена вопросам разработки новых методов исследования эффектов фотоупругости, основанных на анализе двухмерных изображений образцов. Выявлены причины низкой точности традиционного пьезооптического эксперимента и установлено, что они могут быть уменьшены путем соответствующего выбора геометрических параметров образца или применением схем нагрузки, индуцирующих неоднородное, однако заранее известное распределение напряжений в образце. Разработаны методы определения пьезооптических коэффициентов: а) на основе 2D поляриметрии с использованием диаметрально сжатых кристаллических дисков (апробирован на примере измерения пьезооптического коэффициента π_{66} кристалла ниобата лития); б) на основе лазерной цифровой 2D интерферометрии с применением четырехточечного изгиба. Метод апробирован с использованием оптического стекла К8. Определены все компоненты тензора пьезооптического и упругооптического эффектов трех составов боратного стекла (LiKB_4O_7 , $\text{Li}_2\text{B}_6\text{O}_{10}$ и $\text{LiCsB}_6\text{O}_{10}$), тригональных кристаллов LiNbO_3 , тетрагональных кристаллов $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ и $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$. Предложен аналитический метод изучения анизотропии коэффициента акустооптического качества M_2 , основанный на аналитических соотношениях для анизотропии эффективного упругооптического коэффициента, соотношениях для анизотропии скоростей распространения акустических волн и показателей преломления. Метод апробирован на изотропных средах, кубических, тригональных и тетрагональных кристаллах. Установленные геометрии взаимодействия, которые характеризуются максимальными значениями M_2 для изотропной и анизотропной, в т.ч. коллинеарной дифракции.

Ключевые слова: поляризация света, интерференция света, пьезооптический эффект, упругооптический эффект, акустооптический эффект, механические напряжения, анизотропия.