

ІНСТИТУТ ФІЗИКИ НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

ГОЛУБ ПАВЛО ВОЛОДИМИРОВИЧ

УДК 54.01, 535-4, 535.5,
536.6, 548.4,

ДИСЕРТАЦІЯ

КЕРУВАННЯ ТОПОЛОГІЧНИМИ ПАСТКАМИ В РІДИННИХ КРИСТАЛАХ

104 «Фізика та астрономія»

10 «Природничі науки»

Подається на здобуття наукового ступеня - доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ П.В. Голуб

Науковий керівник

Доктор фіз.–мат. Наук, Професор

Васнецов Михайло Вікторович

Київ 2023

АНОТАЦІЯ

Голуб П.В. Керування топологічними пастками в рідинних кристалах

Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія» – Інститут фізики Національної Академії Наук України. – Київ, 2023

Керування орієнтацією, макроструктурою та оптичними властивостями рідинних кристалів є актуальним питанням сучасних як з фундаментальної так і з прикладної точки зору оскільки рідинні кристали активно використовуються в різних областях науки та технологій, починаючи від сучасної електроніки до медицини. рідиннокристалічні дисплеї, тепловізори та термографи, керовані лінзи та оптичні затвори, рідиннокристалічні лазери та декоративна косметика – ось далеко неповний лист застосувань рідинних кристалів. Навіть кевлар, який зараз найчастіше застосовується для бронежилетів, виготовлено з рідиннокристалічного полімеру.

Для дослідження структури рідинного кристалу використовуються комбіновані комірки що складаються з прозорих підкладинок з попередньо заданою орієнтацією рідинного кристалу на поверхні. Такий метод дозволяє отримати задану орієнтацію молекул рідинного кристалу в усьому об'ємі комірки. Однією з цікавих особливостей рідинних кристалів є здатність генерувати різноманітні візерунки у поляризованому світлі, які вони утворюють завдяки двопротинезаломленню рідинних кристалів. Ці закономірності майже повністю обумовлені структурою, яка виникає в далекому молекулярному порядку рідини. При цьому у впорядкуванні структури рідинних кристалів можуть виникати топологічні дефекти. Топологічний дефект у площині поворотної комірки, заповненої рідинних кристалів, з'являється, коли кут скручування директора стає невизначеним.

Положення дефекту в рідинному кристалі, повністю задається орієнтацією рідинного кристалу на орієнтуючих поверхнях підкладинок. Це дозволяє, керуючи орієнтацією на поверхні, змінювати орієнтацію в об'ємі і керувати положенням дефекту.

Останнім часом активно розвиваються методи фотоорієнтації молекул рідинного кристалу використовуючи фото ізомеризацію шару молекул нанесеного на поверхню підкладинок поляризованим випромінюванням. Використання фоточутливих підкладинок є актуальним як з фундаментальної точки зору так і

для практичного застосування (для побудови новітніх типів рідинно-кристалічних дисплеїв, дозиметрів випромінювання, приладів для контрольованого захоплення та переміщення частинок, оптичних приладів з контрольованими характеристиками на основі рідинних кристалів, тощо).

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ ДИСЕРТАЦІЇ

У вступі обґрунтовано актуальність теми дисертації, сформульовано мету та задачі досліджень, вказано методи досліджень, відображено наукову новизну та практичну цінність результатів отриманих у дисертаційній роботі, особистий внесок здобувача у вирішенні задач, поставлених у дисертаційній роботі, наведено данні про апробацію роботи та публікації автора.

У першому розділі наведено сучасні уявлення про структуру та будову нематичних, холестеричних та смектичних рідких кристалів, а особливо детально розібрано рідкий кристал 5CB (4ціано-4пентибіфеніл) що використовувався в ході досліджень проведених в роботі.

Також детально розглянуто такі методи орієнтації нематичних рідких кристалів на орієнтуючих підкладках як: Механічний метод орієнтації рідких кристалів, Хімічний метод орієнтації та оптичний метод фото орієнтації (фотоорієнтація).

В другому розділі детально вивчалась фото орієнтація рідкого кристалу на неорганічній фото орієнтуючій поверхні халькогеніду $As_{20}Se_{80}$, при опроміненні комбінованої комірки з рідким кристалом 5CB.

В ході опромінення комірки, через товщу рідкого кристалу, твердотільним лазером, з довжиною хвилі 532нм., було виявлено що утворюється неоднорідний розподіл орієнтації рідкого кристалу на поверхні халькогеніду у вигляді концентричних кілець. Аналіз цих твіст-структур в поляризаційному мікроскопі показав що структура кілець є просторовою модуляцією твіст-деформації на халькогенідній плівці. Даний розподіл було отримано за допомогою аналізу серії фотографій неоднорідною твіст-структури при різних положеннях аналізатора.

Формування неоднорідних твіст структур на халькогеніді пояснюється процесом поглинання енергії світла халькогенідними плівкою і в подальшому, трансформацією світлової енергії в теплову, передачею теплової енергії від халькогенідної плівки рідкому кристалу.

В дисертаційній роботі проведено оцінку нагрівання халькогенідної поверхні. Виходячи з її вимірюної здатності до поглинання світла була проведена оцінка кількості енергії що перейшла у теплову і, як наслідок, розподіл температури на халькогенідній поверхні і в товщі рідкого кристалу. Для того щоб оцінити розподіл температури в комірці було розв'язано рівняння теплопровідності з граничними умовами. Для розв'язку використовувався пакет PDEsolve, який є частиною системи комп'ютерної алгебри Octave.

Двопроменезаломлення в рідкому кристалі залежить від температури, тому, знаючи розподіл температури, в комірці, не важко отримати просторовий розподіл двопроменезаломлення в РК комірці.

Просторовий розподіл двопронезаломлення в РК призводить до відповідного йому розподілу стану поляризації світла в площині халькогенідної плівки, цей розподіл має осцилюючий характер і як наслідок фотоіндукована вісь легкого орієнтування та енергія зчеплення також мають осцилюючий характер що призводить до просторової модуляції директора РК на халькогенідній поверхні і формування концентричних твіст-структур в комірці.

В результаті було показано що неоднорідний тепловий розподіл що виникає в наслідок опромінення РК Комірки світловим пучком з Гауссовим розподілом інтенсивності призводить до неоднорідного нагріву, неоднорідного розподілу двопронезаломлення та, як наслідок, просторової модуляції інтенсивності переорієнтації на халькогенідній поверхні.

Третій розділ. Формування індукованої світлом орієнтаційної модуляції на світлочутливій поверхні в комбінації з чвертьхвильовою пластинкою може бути використано для формування розподілу затримки фази, значення якого відповідає розподілу кута поляризації світла що задається попередньо записаним кутом переорієнтації директора. Так як поляризоване світло, що проходить через рідкий кристал в товстій комірці розповсюджуватиметься згідно режиму Могена, коли характерна різниця оптичних шляхів звичайної та незвичайної хвиль перевищує довжину хвилі світла λ , тобто поляризація світового пучка при проходженні РК комірки відповідає куту повороту директора. Цей ефект може бути використаний для побудови оптичних пристроїв, таких як призми, лінзи тощо.

Хвильова теорія світла дозволяє розглядати процес проходження світла через оптичний прилад, як результат дифракційного і інтерференційних явищ, що виникають при проходженні світла через оптичний прилад чи і оптичну систему.

Оптичні прилади створюють розподіл затримки фази що відповідно призводить до формування такої інтерференційної картини, що змінює напрямок розповсюдження променя. Наприклад в призмі розподіл фазової затримки є лінійним що відповідно призводить рівномірної зміни напрямку розповсюдження світла. Сформувавши відповідний розподіл фазової затримки в оптичній системі можна отримати відповідний розподіл інтенсивності світла.

Для того щоб сформувати розподіл фазової затримки, було використано той факт, що, у чверть хвильовій пластинці, оптичний шлях звичайної та незвичайної хвилі відрізняються, а інтенсивність кожної з компонент залежить від початкової поляризації світла.

За допомогою фото орієнтації можна записати розподіл орієнтації директора і, в результаті проходження світла через комірку з таким розподілом орієнтації директора, світло буде мати відповідний розподіл поляризації.

Розподіл поляризації призведе до відповідного розподілу інтенсивності звичайної та незвичайної компонент світла, при проходженні чвертьхвильової пластинки.

За допомогою поляризатора, що розташований під кутом 45° до вісі чвертьхвильової пластинки, можна виокремити сумарну компоненту від звичайного та незвичайного променя. Розподіл фази такої компоненти буде

відповідати розподілу кута орієнтації рідкого кристалу на поверхні фотоорієнтанту.

Найпростішим оптичним пристроєм, який можна сформувати, є лінза Гауссової форми, яка може бути створена шляхом реєстрації розподілу енергії зчеплення, що відповідає розподілу інтенсивності в лазерному промені Гауссової форми.

Для запису використовувалась фото орієнтація рідкого кристалу на неорганічній фото орієнтуючій поверхні халькогеніду $\text{As}_{20}\text{Se}_{80}$, що була, до заповнення комірки, опромінена за допомогою твердотілого лазера, лінійно поляризованим світлом з довжиною хвилі 532нм. Розподіл інтенсивності в лазерному пучку відповідав Гауссовому розподілу з півшириною 100μм.

В результаті такого опромінення, на поверхні халькогеніду, був записаний розподіл орієнтації, відмінний від початкової. Величина кута переорієнтації рідкого кристалу, на халькогенідній поверхні, була розподілена згідно Гауссовому розподілу з півшириною 100μм.

Для оцінки фокусної відстані такої лінзи було проведено чисельне моделювання проходження світла через систему. За фокусну відстань Гауссової лінзи була обрана точка, де інтенсивність світла була найбільшою.

Таким чином, фокусна відстань, системи з записаним Гауссовим розподілом, з півшириною 100μм, при максимальному куті переорієнтації 26° склала 104 сантиметри.

Для перевірки наявності фазової затримки, був складений інтерферометр Маха-Цендера, в одному з плечей якого було встановлено рідкокристалічний оптичний прилад.

Світло, проходячи через оптичну схему, отримує розподіл фазової затримки що призводить до викривлення інтерференційної картини.

У **третьому розділі** було описано серію експериментів з управління рухом лінійного топологічного дефекту (дисклінації) в θ -комірці з нематичним рідким кристалом, затиснутим між двома скляними поверхнями одна з яких вкрита поліімідом (Каптон) а інша фотоорієнтуючим матеріалом PVCN (полівініл-циннамат).

θ -коміркою називають систему що складається з двох підкладок, на одній з яких задана кругова орієнтація рідкого кристалу, на іншій задана лінійна орієнтація.

Кругова орієнтація на одній з підкладок задавалася шляхом натирання поліімиду оксамитом на обертовому столі. Лінійна орієнтація, на іншій підкладці, задавалася шляхом опромінення підкладки лінійно поляризованим світлом, з довжиною хвилі 405нм. Джерелом світла був діодний лазер з пучком розширеним лінзою з фокусною відстанню 10см. (Рис.8)

Вибір такої комірки обумовлений тим, що, за рахунок того, що директор прагне розташуватись, в рідко-кристалічній комірці, таким чином, щоб задовольнити заданій орієнтації на обох підкладках. Топологічний дефект з'являється там, де кут скручування директора рідких кристалів стає

невизначеним (натирання на підкладках знаходиться під кутом 90° одне од одного). У ахіральному рідкому кристалі орієнтація топологічного дефекту збігається з напрямком орієнтації на лінійно орієнтованій підкладці.

Ідея цього дослідження полягає в контролі лінійної орієнтації на підкладці за допомогою поляризованого світла. Фотоіндукована переорієнтація директора на підкладці спричиняє зміну кута закрутки в об'ємі комірки, а отже, і зміну положення топологічного дефекту (дисклінації) у комірці.

Підготовлені та заповнені комірки опромінювались діодним лазером з лінійно поляризованим світлом з довжиною хвиль діапазоні 405 нм. Час опромінення становив від 10 хвилин до 150 хвилин (2,5 години). Для визначення дози опромінення вимірювалась інтенсивність.

У більшості експериментів РК комірка була розташована, своєю командною поверхнею, до вхідного поляризованого світлового променя, тобто промінь, перш на перш, потрапляв на плівку PVCN, після чого промінь проходив через об'єм рідкого кристалу і підкладку з натертим поліімідом. Після опромінення комірка досліджувалась в поляризаційному мікроскопі Olympus BX53, обладнаному камерою, підключеною до комп'ютера.

Індукована світлом зміна положення (поворот) топологічного дефекту на кут φ залежить від інтенсивності світла що падає на фото чутливу поверхню комірки I, та часу експозиції t_{exp} .

Величина кута φ зростає пропорційно дозі опромінення, у всіх діапазонах інтенсивності.

Характерний час досягнення стаціонарного стану $\varphi \approx 25$ становить $t_{exp} \approx 150$ хв. Цей час характеризує наведення нової осі легкого орієнтування на поверхні світлочутливого шару PVCN. Згідно з цим час пов'язаний з часом осідання рівноважного кутового розподілу адсорбованих молекул РК на світлочутливій поверхні під час опромінення її поляризованим світлом. Зміна кутового розподілу на світлочутливій поверхні спричиняє зміни розподілу директора в об'ємі РК, і, як результат, топологічний дефект змінює своє положення відповідно до орієнтації на світлочутливій поверхні.

Також в рамках четвертого розділу зроблено серію експериментів, спрямованих на вирішення проблеми взаємодії мікрочастинок з дисклінацією в нематичній рідкокристалічній матриці. Використано θ -комірку з топологічним дефектом невизначеного скручування, яка здатна захоплювати мікрооб'єкти.

В рамках цього дослідження в перших же експериментах ми зіткнулися з фактом конкуренції між взаємодією самих сфер в об'ємному РК і силами, що притягують сфери до вирівнювання вздовж дисклінації. Результатом є серйозне відхилення локалізації спейсерів від необхідного лінійного вирівнювання. Крім рівномірного розташування спейсерів у межах дисклінації, спостерігається безліч різних деформацій з елементарними формами вигину, обертання, петлі або апендикса.

Зроблено висновок про необхідність використання іншої форми частинок для уникнення утворення дефектів. З цією метою були випробувані скляні циліндричні частинки діаметром 5 мкм і довжиною близько 20 мкм. Хоча

циліндри зазвичай мають тенденцію до орієнтації вздовж дисклінації, з'являються також апендикси.

Так як кулякість апендиксів залежала від довжини частинок і зі збільшенням довжини нами було вирішено використати частинки що мають суттєво більшу за діаметр довжину. Ми використовували покриті металом полімерне волокно (нитка люрекс) діаметром близько 5мкм, та міліметровою довжиною. Цей вибір призвів до ідеального захоплення волокна.

Поєднання ширини волокна, його еластичних властивостей і високої відбивної здатності завдяки металізованій поверхні дає майже ідеальне рішення проблеми візуалізації. Однак масивний об'єкт занадто інертний для того, щоб привести його в рух.

У пошуках більш легких волокон ми обрали зразок бавовняного волокна, яке виявилось просто ідеальним об'єктом для нашої мети. З цим матеріалом ми маємо додаткову можливість ввести барвник у волокно, щоб воно світилося в ультрафіолетовому світлі.

З цим досягненням ми перейшли до наступного кроку - приведення нитки в рух за допомогою "дисклінаційного двигуна". Локальним нагріванням комірки в точці, близькій до дисклінації, ми привели її в рух разом із захопленим гнучким волокном.

Результати, отримані для зразків різної форми, можуть бути використані для покращення видимості дисклінації як динамічного об'єкта, чутливого до температури та інших зовнішніх чинників і здатного переміщувати захоплені частинки.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі було досліджено фотоорієнтацію рідкого кристалу як метод керування топологічними дефектами в рідкому кристалі, її вплив на розподіл директора рідкого кристалу та досліджено процеси що відбуваються в рідкокристалічній комірці з фотоорієнтантом

Головними науковими та практичними результатами отриманими у дисертаційній роботі є:

1. Вперше отримано структуру концентричних кілець, на фото чутливій поверхні халькогеніду, в комірці заповненій прозорим рідким кристалом. Візерунок спостерігали у комбінованій комірці, що складалася двох підкладок розділених рідким кристалом, що опромінювалась лінійно поляризованим світлом.

Було показано що візерунок у формі концентричних кілець пояснюється з точки зору теплопередачі від плівки халькогеніду до РК після поглинання світла халькогенідною плівкою. Нагрівання РК змінює двозаломлення відповідно до розподілу просторової інтенсивності гауссового пучка. Це, в свою чергу, призводить до просторового осцилюючого розподілу стану поляризації світла в площині халькогенідної плівки. Осцилюючий розподіл поляризації світла призводить до утворення відповідної світлоіндукованої осі легкої

- орієнтації та осцилюючого розподілу енергії закріплення. Це спричиняє просторову модуляцію директора на поверхні халькогеніду та утворення концентричних кільцевих твіст структур у комірці.
2. Розроблено метод керування розподілом фазової затримки шляхом керування розподілом поляризації світла у рідкому кристалі. Було запропоновано схему, що складалася з вхідного та вихідного поляризаторів, рідкокристалічної комірки з попередньо записаним розподілом орієнтації на орієнтуючих поверхнях (лінійна орієнтація на вхідній та обраний розподіл орієнтації на іншій). В результаті проходження такої схеми, фазова затримка світла, розподіляється відповідно до розподілу директора у комірці з рідким кристалом що є наслідком залежності інтенсивності звичайної та незвичайної хвилі від кута між вектором поляризації світла та віссю чвертьхвильової пластинки.
 3. Було розроблено метод керування топологічним дефектом, утвореним в так-званій θ -комірці. Спираючись на той факт, що топологічний дефект, в комбінованій θ -комірці, заповненій ахіральним рідким кристалом, розташовується паралельно до напрямку орієнтації директора на підкладці з лінійною орієнтацією директора, було показано, що зміна розподілу орієнтації на фото чутливій поверхні, призводить до змін в об'ємі рідкого кристалу і, як наслідок положення дефекту. Так, використовуючи фото орієнтацію рідкого кристалу на фото чутливій поверхні, можна точно керувати положенням топологічного дефекту, керуючи поляризацією та дозою опромінення фото чутливої поверхні.
 4. Показана можливість точного та оборотного позиціонування топологічного дефекту та захоплених ним частинок шляхом зміни орієнтації рідинного кристалу на фотоорієнтуючій поверхні в комбінованій θ -комірці.
 5. Показано експериментально можливість переміщення, топологічним дефектом, частинок мікроскопічного розміру та міліметрової довжини, на прикладі металізованого дроту та бавовняного волокна.
 6. Розроблено механізм візуалізації переміщення топологічного дефекту у рідинно- кристалічній комірці за допомогою циліндричних частинок мікронного розміру, та міліметрової довжини

Ключові слова: Рідинний кристал, фотоорієнтація, халькогенідні плівки, топологічні дефекти, дисклинації, нематик, холестерик.

SUMMARY

Golub P.V. Topological traps control in liquid crystals - Manuscript

Thesis for the degree of Doctor of Philosophy, specialty 104 "Physics and Astronomy" - Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine. - Kyiv, 2023

Controlling the orientation, macrostructure, and optical properties of liquid crystals is a highly relevant topic from both fundamental and applied perspectives, as liquid crystals are actively used in various fields of science and technology, ranging from modern electronics to medicine. liquid crystal displays, thermal imagers and thermographs, guided lenses and optical shutters, liquid crystal lasers, and decorative cosmetics are just a few of the applications of liquid crystals. Even kevlar, which is now most commonly used for body armor, is made of a liquid crystal polymer.

To study the structure of a liquid crystal, we use combined cells consisting of transparent substrates with a predefined orientation of the liquid crystal on the surface. This method allows us to obtain a predetermined orientation of the liquid crystal molecules in the entire volume of the cell. One of the interesting features of liquid crystals is the ability to generate various patterns in polarized light, which they form due to the birefringence of liquid crystals. These patterns are almost entirely due to the structure that arises in the distant molecular order of the liquid. At the same time, topological defects can occur in the ordering of the structure of liquid crystals. A topological defect in the plane of a rotary cell filled with liquid crystals appears when the torsion angle of the director becomes undefined.

The position of the defect in the liquid crystal is completely determined by the orientation of the liquid crystal on the orienting surfaces of the substrates. This makes it possible to change the orientation in the volume and control the position of the defect by controlling the orientation on the surface.

Recently, methods of photo-alignment of liquid crystal molecules using photo-isomerization of a layer of molecules deposited on the surface of substrates by polarized radiation have been actively developed. The use of photosensitive substrates is relevant both from a fundamental point of view and for practical applications (for the construction of the latest types of liquid crystal displays, radiation dosimeters, devices for controlled capture and movement of particles, optical devices with controlled characteristics based on liquid crystals, etc.)

MAIN CONTENT OF THE THESIS

The introduction substantiates the relevance of the dissertation topic, formulates the purpose and objectives of the research, indicates the research methods, reflects the scientific novelty and practical value of the results obtained in the dissertation, the personal contribution of the applicant to solving the problems set in the dissertation, and provides data on the author's approbation of the work and publications.

The first chapter presents the current understanding of the structure and structure of nematic, cholesteric and smectic liquid crystals, and especially the liquid crystal 5CB

(4-cyano-4-pentibiphenyl) used in the research conducted in this work is analyzed in detail.

The following methods of alignment of nematic liquid crystals on aligning substrates are also considered in detail: Mechanical method of liquid crystal orientation, chemical method of alignment, and optical method of photo orientation (photo-alignment).

In the second chapter, the photo-orientation of a liquid crystal on an inorganic photo-orienting surface of $\text{As}_{20}\text{Se}_{80}$ chalcogenide was studied in detail, when the combined cell with a 5CB liquid crystal was irradiated.

During the irradiation of the cell through the thickness of the liquid crystal with a solid-state laser with a wavelength of 532 nm, it was found that a heterogeneous distribution of the liquid crystal alignment on the chalcogenide surface in the form of concentric rings is formed. The analysis of these twist structures in a polarizing microscope showed that the structure of the rings is a spatial modulation of the twist strain on the chalcogenide film. This distribution was obtained by analyzing a series of photographs of a heterogeneous twist structure at different positions of the analyzer.

The formation of heterogeneous twist structures on chalcogenide is explained by the process of absorption of light energy by the chalcogenide film and, subsequently, the transformation of light energy into thermal energy, the transfer of thermal energy from the chalcogenide film to the liquid crystal.

In this thesis, the heating of the chalcogenide surface was evaluated. Based on its measured ability to absorb light, the amount of energy converted to heat and, as a result, the temperature distribution on the chalcogenide surface and in the thickness of the liquid crystal were estimated. In order to estimate the temperature distribution in the cell, we solved the heat conduction equation with boundary conditions. The PDEsolve package, which is part of the Octave computer algebra system, was used for the solution.

Birefringence in a liquid crystal depends on temperature, so knowing the temperature distribution in the cell, it is not difficult to obtain the spatial distribution of birefringence in the LC cell.

The spatial distribution of birefringence in the LC leads to the corresponding distribution of the light polarization state in the plane of the chalcogenide film, this distribution has an oscillating character and, as a result, the photoinduced easy orientation axis and the coupling energy also have an oscillating character, which leads to the spatial modulation of the LC director on the chalcogenide surface and the formation of concentric twist structures in the cell.

As a result, it has been shown that the inhomogeneous thermal distribution arising from the irradiation of the LC cell with a light beam with a Gaussian intensity distribution leads to inhomogeneous heating, inhomogeneous birefringence distribution, and, as a result, spatial modulation of the reorientation intensity on the chalcogenide surface.

Third section. The formation of light-induced orientational modulation on a light-sensitive surface in combination with a quarter-wave plate can be used to form a phase delay distribution whose value corresponds to the distribution of the light polarization

angle set by a pre-recorded director reorientation angle. Since the polarized light passing through a liquid crystal in a thick cell propagates according to the Mogen regime, when the characteristic difference between the optical paths of ordinary and non-ordinary waves exceeds the wavelength of light λ , the polarization of the light beam when passing through the LC cell corresponds to the director rotation angle. This effect can be used to build optical devices such as prisms, lenses, etc.

The wave theory of light allows us to consider the process of light passing through an optical device as a result of diffraction and interference phenomena that occur when light passes through an optical device or an optical system.

Optical devices create a phase delay distribution, which leads to the formation of an interference pattern that changes the direction of beam propagation. For example, in a prism, the phase delay distribution is linear, which leads to a uniform change in the direction of light propagation. By forming the appropriate distribution of phase delay in an optical system, the corresponding distribution of light intensity can be obtained.

In order to form the phase delay distribution, we used the fact that, in a quarter-wave plate, the optical path of an ordinary and an extraordinary wave are different, and the intensity of each component depends on the initial polarization of the light.

With the help of photo alignment, the director orientation distribution can be recorded and, as a result of light passing through a cell with this director orientation distribution, the light will have a corresponding polarization distribution.

The polarization distribution will result in a corresponding intensity distribution of the ordinary and extraordinary components of light as it passes through the quarter-wave plate.

By using a polarizer located at an angle of 45° to the axis of the quarter-wave plate, the total component can be separated from the normal and unusual beam. The phase distribution of such a component will correspond to the distribution of the orientation angle of the liquid crystal on the surface of the photo-orientant.

The simplest optical device that can be formed is a Gaussian-shaped lens, which can be created by recording the coupling energy distribution corresponding to the intensity distribution in a Gaussian-shaped laser beam.

For the recording, the photo-alignment of the liquid crystal on the inorganic photo-aligning surface of $\text{As}_{20}\text{Se}_{80}$ chalcogenide was used, which was irradiated with a solid-state laser with linearly polarized light with a wavelength of 532 nm before filling the cell. The intensity distribution in the laser beam corresponded to a Gaussian distribution with a half-width of 100 μm .

As a result of such irradiation, an alignment distribution different from the initial one was recorded on the surface of chalcogenide. The value of the reorientation angle of the liquid crystal on the chalcogenide surface was distributed according to a Gaussian distribution with a half-width of 100 μm .

To estimate the focal length of such a lens, we performed a numerical simulation of light transmission through the system. The focal length of the Gaussian lens was chosen to be the point where the light intensity was the highest.

Thus, the focal length of the system with a recorded Gaussian distribution, with a half-width of 100 mm, at a maximum reorientation angle of 26° was 104 centimeters.

To test the presence of a phase delay, a Mach-Zehnder interferometer was assembled with a liquid crystal optical device installed in one of the arms.

The light passing through the optical circuit receives a phase delay distribution that leads to a distortion of the interference pattern.

In the third section, we described a series of experiments on controlling the motion of a linear topological defect (disclination) in a θ -cell with a nematic liquid crystal sandwiched between two glass surfaces, one coated with polyimide (Kapton) and the other with a photo-orientable material PVCN (polyvinyl cinnamate).

A θ -cell is a system consisting of two substrates, one of which has a circular orientation of the liquid crystal, the other has a linear orientation.

The circular alignment on one of the substrates was set by rubbing the polyimide with velvet on a rotating table. The linear alignment on the other substrate was set by irradiating the substrate with linearly polarized light with a wavelength of 405 nm. The light source was a diode laser with a beam-expanded lens with a focal length of 10 cm.

The choice of such a cell is due to the fact that the director tends to be positioned in the liquid crystal cell in such a way as to satisfy the given alignment on both substrates. A topological defect appears where the twist angle of the liquid crystal director becomes undefined (the rubbing on the substrates is at 90° to each other). In an achiral liquid crystal, the orientation of the topological defect coincides with the direction of alignment on a linearly oriented substrate.

The idea of this study is to control the linear alignment on the substrate using polarized light. The photoinduced reorientation of the director on the substrate causes a change in the twist angle in the cell volume, and hence a change in the position of the topological defect (dislocation) in the cell.

The prepared and filled cells were irradiated with a diode laser with linearly polarized light at 405 nm. The irradiation time ranged from 10 minutes to 150 minutes (2.5 hours). The intensity was measured to determine the radiation dose.

In most experiments, the LC cell was positioned with its command surface facing the incoming polarized light beam, i.e., the beam first hit the PVCN film, after which the beam passed through the liquid crystal volume and the substrate with the rubbed polyimide. After irradiation, the cell was examined in an Olympus BX53 polarizing microscope equipped with a camera connected to a computer.

The light-induced change in the position (rotation) of the topological defect by an angle φ depends on the intensity of the light incident on the photo-sensitive surface of the cell I and the exposure time t_{exp} .

The value of the angle φ increases in proportion to the irradiation dose in all intensity ranges.

The typical time to reach the steady state $\varphi \approx 25^\circ$ is $t_{exp} \approx 150$ min. This time characterizes the introduction of a new axis of easy orientation on the surface of the photosensitive PVCN layer. Accordingly, this time is associated with the time of settling of the equilibrium angular distribution of adsorbed LC molecules on the photosensitive surface during irradiation with polarized light. Changes in the angular distribution on the photosensitive surface cause changes in the distribution of the

director in the volume of the LC, and, as a result, the topological defect changes its position according to the alignment on the photosensitive surface.

Also, in Chapter 4, a series of experiments aimed at solving the problem of the interaction of microparticles with disclinations in a nematic liquid crystal matrix is performed. We used a θ -cell with a topological defect of indefinite twist, which is capable of trapping micro-objects.

In this study, in the very first experiments, we encountered the fact of competition between the interaction of the spheres themselves in a bulk LC and the forces that attract the spheres to alignment along the disclination. The result is a serious deviation of the spacer localization from the required linear alignment. In addition to the uniform location of the spacers within the disclination, many different deformations with elementary forms of bending, rotation, loop, or appendix are observed.

Зроблено висновок про необхідність використання іншої форми частинок для уникнення утворення дефектів. З цією метою були випробувані скляні циліндричні частинки діаметром 5мкм і довжиною близько 20 мкм. Хоча циліндри зазвичай мають тенденцію до орієнтації вздовж дисклінації, з'являються також апендикси.

Since the number of appendages depended on the length of the particles and with increasing length, we decided to use particles with a significantly longer length than the diameter. We used a metal-coated polymer fiber (Lurex filament) with a diameter of about 5 μm and a millimeter length. This choice resulted in perfect fiber gripping.

The combination of the fiber's width, its elastic properties, and the high reflectivity due to the metallized surface provides an almost perfect solution to the imaging problem. However, the massive object is too inert to be set in motion.

In our search for lighter fibers, we chose a sample of cotton fiber, which turned out to be just the perfect object for our purpose. With this material, we have the additional option of injecting a dye into the fiber to make it glow in ultraviolet light.

With this achievement, we moved on to the next step - setting the filament in motion with a "discination motor". By locally heating the cell at a point close to the disclination, we set it in motion together with the captured flexible fiber.

The results obtained for samples of different shapes can be used to improve the visibility of disclination as a dynamic object, sensitive to temperature and other external factors and capable of moving trapped particles.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ:

1. N. Sheremet, P. Golub, Y. Kurioz, M. Trunov and Y. Reznikov, Light-induced LC director freezing on a chalcogenide surface. *Liquid Crystals*, 43(2), 249–255 (2015). doi:10.1080/02678292.2015.1100336
2. Golub P., Kurioz Yu., Sheremet N., Trunov M., Reznikov Yu. «Light-induced LC director freezing on a chalcohenide surface» Book of abstracts 4-th

INTERNATIONAL SUMMER SCHOOL NANOTECHNOLOGY: FROM
FUNDAMENTAL RESEARCH TO INNOVATIONS - Migove-Chernivtsi
region Ukraine – 2017 – p.50

3. Golub, P., Kurioz, Y., Sheremet, N., Trunov, M., & Reznikov, Y. (2018). Director modulation of nematic liquid crystal on photosensitive chalcogenide surface. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 661(1), 25–37. doi:10.1080/15421406.2018.1460235
4. Golub, P. V., & Vasnetsov, M. V. (2021)1. Photo-alignment control of topological defects in nematic liquid-crystal cells2. *Ukrainian Journal of Physical Optics*, 22(2), 87-91. <https://doi.org/10.3116/16091833/22/2/87/20213>
5. Golub P. Vasnetsov M. “Visualization of the topological defect in liquid crystal cells” Book of abstracts XXIVth Galyna Puchkovska International School Seminar "Spectroscopy of Molecules and Crystals" Odessa, Ukraine – 2019 – p.93
6. Golub P. Vasnetsov M. “Visualization of the topological defect in liquid crystal cells” Book of abstracts “International research and practice conference (NANO-2019)”Lviv Ukraine – 2019 – p.
7. Golub P. Vasnetsov M. Book of abstracts “International research and practice conference (NANO-2020)”Lviv Ukraine – 2020 – p.

ЗМІСТ	
ВСТУП.....	18
ВИКОРИСТАНІ У РОБОТІ ТЕРМІНИ.....	25
РОЗДІЛ 1: ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ТА СТАН ПРОБЛЕМИ.....	29
1.1. Рідинно-кристалічний стан речовини.....	29
1.2. Методи орієнтації рідинних кристалів.....	32
1.2.1. Механічний метод орієнтації рідинних кристалів.....	33
1.2.2. Хімічний метод орієнтації.....	34
1.2.3. Оптичний метод орієнтації.....	35
РОЗДІЛ 2 ТВІСТ СТРУКТУРИ З ПРОСТОРОВИМ РОЗПОДІЛОМ	
ОРІЄНТАЦІЇ ДИРЕКТОРА НА ХАЛЬКОГЕНІДНІЙ ПОВЕРХНІ $\text{As}_{20}\text{Se}_{80}$....	42
2.1. Використані матеріали та експериментальне обладнання.....	44
2.2. Експериментальні результати.....	46
2.3. Модель процесу формування неоднорідних твіст-структур на поверхні халькогенідної плівки.....	50
2.4. Теоретична оцінка розподілу температури, в комірці з рідинним кристалом, в ході опромінення.....	51
2.5. Оцінка розподілу двопроменезаломлення.....	54
2.6. Розподіл поляризації та інтенсивності світла в рідинно-кристалічній комірці.....	56
2.7. Оцінка кута переорієнтації директора рідинного кристалу на поверхні халькогенідної плівки.....	57
Висновки до розділу 2.....	59
РОЗДІЛ 3: ВИКОРИСТАННЯ ФОТООРІЄНТАЦІЇ ДЛЯ СТВОРЕННЯ	
ОПТИЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ.....	61
3.1. Фотоорієнтація на халькогенідній поверхні.....	61
3.2. Формування поляризаційних структур на поверхні фото чутливого шару.....	62
3.3. Керування розподілом фазової затримки в рідинно-кристалічній комірці.....	63

3.4. Використання формування просторового розподілу поляризації світла для керування напрямком розповсюдження світла.....	65
3.5. Формування фокуруючих систем шляхом створення розподілу фазової затримки.....	68
3.1.1. Формування фазової затримки що відповідає параболічній лінзі..	70
3.1.2. Формування фазової затримки що відповідає лінзі Гауссової форми	75
Висновки до розділу 3.....	82
РОЗДІЛ 4: ФОТОКЕРУВАННЯ ТОПОЛОГІЧНИМИ ДЕФЕКТАМИ ТА ЗАХОПЛЕНИМИ НИМИ НАНОЧАСТИНКАМИ В НЕМАТИЧНИХ РІДИННО-КРИСТАЛІЧНИХ КОМІРКАХ ШЛЯХОМ ФОТООРІЄНТАЦІЇ.	84
4.1. Керування об'ємним розподілом орієнтації молекул рідинного кристалу шляхом керування розподілом орієнтації на поверхні.....	85
4.2. Використані матеріали та експериментальне обладнання.....	86
4.3. Експериментальні результати.....	92
4.4. Візуалізація змін об'ємного розподілу орієнтації молекул рідинного кристалу за допомогою топологічного дефекту.....	95
4.5. Захоплення нано- та мікро- частинок топологічними дефектами у рідинних кристалах.....	97
4.5.1. Механізм захоплення частинок топологічним дефектом.....	98
4.6. Підготовка експерименту та вибір геометрії експериментальних зразків.....	100
4.6.1. Формування топологічного дефекту у твіст-нематичній комірці	100
4.6.2. Формування топологічного дефекту у клиновидній комірці.....	104
4.6.3. Формування топологічного дефекту у θ -комірці.....	109
4.7. Використані матеріали та приготування зразків.....	112
4.8. Візуалізація нерухомого топологічного дефекту спейсерами сферичної форми.....	113
4.9. Візуалізація нерухомого топологічного дефекту частинками циліндричної форми.....	118
4.10. Візуалізація нерухомого топологічного дефекту, шляхом заповнення його циліндричними частинками з великою довжиною.....	122

4.11. Візуалізація рухомого топологічного дефекту, шляхом заповнення його циліндричними частинками з великою довжиною.....	124
Висновки до розділу 4.....	129
ВИСНОВКИ.....	131
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	133

ВСТУП

Актуальність теми. Рідинно-кристалічний стан речовини, що притаманний ряду сполук (здебільшого органічних), характеризується наявністю дальнього орієнтаційного порядку подібно кристалічному стану речовини. У той же час для рідинних кристалів (РК) характерна текучість та відсутність трансляційної симетрії центрів мас молекул як у ізотропних рідин. За структурою РК являють собою в'язкі речовини, що складаються з молекул витягнутої або дископодібної форми, певним чином упорядкованих у всьому об'ємі цієї речовини з загальним напрямком орієнтації, що має назву директор.

Керування орієнтацією, макроструктурою та оптичними властивостями рідинних кристалів є актуальним питанням сучасних як з фундаментальної, так і з прикладної точки зору [1–3] оскільки рідинні кристали активно використовуються в різних галузях науки та технологій, починаючи від сучасної електроніки до медицини. рідиннокристалічні дисплеї, тепловізори та термографи, керовані лінзи та оптичні затвори, рідиннокристалічні лазери та декоративна косметика – ось далеко неповний лист застосувань рідинних кристалів. Навіть кевлар, який зараз найчастіше застосовується для бронежилетів, виготовлено з рідиннокристалічного полімеру.

Для дослідження структури рідинного кристалу використовуються комбіновані комірки що складаються з прозорих підкладинок з попередньо заданою орієнтацією рідинного кристалу на поверхні. Такий метод дозволяє отримати задану орієнтацію молекул рідинного кристалу в усьому об'ємі комірки. Однією з цікавих особливостей рідинних кристалів є здатність генерувати різноманітні візерунки у поляризованому світлі, які вони утворюють завдяки двопроменезаломленню рідинних кристалів. Ці закономірності майже повністю обумовлені структурою, яка виникає в далекому молекулярному порядку рідини. При цьому у впорядкуванні структури рідинних кристалів можуть виникати топологічні дефекти. Топологічний дефект у площині поворотної комірки, заповненої рідинних кристалів, з'являється, коли кут скручування директора стає

невизначеним [4]. В якості прикладу таких дефектів можна навести стрибок холестеричного спірального кута повороту на один півкрок спіралі в клині Кано-Гранджана. Ці дефекти зазвичай спостерігаються в нематиках, що знаходяться в комірках з двома підкладками з планарною орієнтацією розвернутих на 90° [5].

Сформувати дефект з точно відомим положенням можливо, також, у так званій θ -комірці, що складається з двох підкладинок на одній з яких нанесено лінійно направлений орієнтуючий шар, а на іншу шар з азимутальною орієнтацією (по колу). Кут закручування у такій комірці змінюється в залежності від азимутального кута, а дисклінація у нематичному рідинному кристалі, якщо орієнтація рідинного кристалу не порушується додатковими закручуючими силами, а контролюється лише силами внутрішньої пружної взаємодії, розташована паралельно напрямку орієнтації молекул на підкладці з лінійним орієнтуючим шаром. Це відкриває чудову можливість для точного визначення хіральності рідинних кристалів [6] і дозволяє спостерігати в реальному часі вплив зовнішніх факторів на холестеричний крок спіралі [7].

Положення дефекту в такій комірці, за умови відсутності хіральності рідинному кристалі, повністю задається орієнтацією рідинного кристалу на орієнтуючих поверхнях підкладинок. Це дозволяє, керуючи орієнтацією на поверхні, змінювати орієнтацію в об'ємі і керувати положенням дефекту.

Останнім часом активно розвиваються методи фотоорієнтації молекул рідинного кристалу використовуючи фото ізомеризацію шару молекул нанесеного на поверхню підкладинок поляризованим випромінюванням. Використання фоточутливих підкладинок є актуальним як з фундаментальної точки зору, так і для практичного застосування (для побудови новітніх типів рідинно-кристалічних дисплеїв, дозиметрів випромінювання, приладів для контрольованого захоплення та переміщення частинок, оптичних приладів з контрольованими характеристиками на основі рідинних кристалів, тощо).

Дослідження представлені в даній дисертаційній роботі присвячені саме цій актуальній проблемі: пошуку можливостей керування топологічними дефектами у рідинних кристалах.

Зв'язок програми з науковими програмами, темами. Дисертаційна робота виконувалась в рамках наукової теми:

- "Фотофізика процесів взаємодії оптичного випромінювання з фоторефрактивним, твердотільним та біологічно органічним середовищем" Національної академії наук України.

Метою дисертаційної роботи є дослідження фотоорієнтації на орієнтуючих поверхнях та виявлення особливостей формування світлоіндукованих поляризаційних структур в системі рідинний кристал-халькогенід, розробка методів керування топологічними дефектами в θ -комірці за допомогою фотоорієнтації, дослідження можливостей візуалізації топологічного дефекту за допомогою мікроскопічних частинок, а також дослідити можливості та методи керування мікроскопічними частинками в захоплених топологічними дефектами в рідинному кристалі.

У відповідності з поставленою метою були сформульовані наступні завдання:

1. Дослідити залежність кута переорієнтації директора на поверхні з нанесеним на неї фотоорієнтуючим шаром.
2. Провести теоретичну оцінку впливу тепла на фото орієнтацію в комірці заповненій рідинним кристалом.
3. Провести оцінку розподілу двопроменезаломлення у рідинно-кристалічній комірці під час опромінення її поляризованим світлом.
4. Провести дослідження та теоретичну оцінку формування фазового розподілу за допомогою розподілу директора для побудови оптичних поляризаційних приладів на основі рідинних кристалів.
5. Провести дослідження впливу зміни орієнтації рідинного кристалу на поверхні лінійно орієнтуючої підкладки на положення топологічного дефекту в θ -комірці
6. Дослідити можливість захоплення та утримування топологічним дефектом частинок мікроскопічного розміру, в тому числі з великою довжиною

7. Дослідити можливість переміщення топологічним дефектом частинок мікроскопічного розміру, в тому числі з великою довжиною

Об'єктом дослідження є: нематичні рідинні кристали 5CB (4ціано-4пентибіфеніл) та РК-440 (рідиннокристалічна суміш з 2/3 частин n-бутил-n-метілоксіазоксібензола і 1/3 частини n-бутил-n-гептаноілоксіазоксібензола), скляні підкладки з фото орієнтуючими покриттями такими як: халькогенід $As_{20}Se_{80}$ та полівініл-циннамат.

Предмет дослідження: методи керування орієнтацією нематичного рідинного кристалу за допомогою зміни його орієнтації на поверхні орієнтуючих підкладок, вплив фотоорієнтації молекул рідинного кристалу на поверхні орієнтуючої підкладки на орієнтацію в об'ємі рідинного кристалу, механізм зміни положення дефекту в об'ємі рідинного кристалу в наслідок зміни орієнтації на поверхні орієнтуючих підкладок, захоплення та переміщення частинок мікронного розміру топологічним дефектом.

Застосовані такі **методи дослідження** як: поляризаційна мікроскопія – для ідентифікації текстур рідинних кристалів, вимірювання твіст-кута орієнтації нематичного рідинного кристалу на орієнтуючих поверхнях в комбінованих комірках та спостереження формування та зміни положення дефектів у рідинно-кристалічній комірці. Інтерференційний метод для визначення товщини комірок, метод вимірювання фазової затримки за допомогою інтерферометра.

Наукова новизна отриманих результатів полягає у тому що:

1. Вперше експериментально виявлено ефект формування поляризаційної структури концентричних кілець при опроміненні фотоорієнтуючої поверхні комбінованої рідиннокристалічної комірки.
2. Побудовано теоретичну модель та проведено комп'ютерне моделювання процесів нагрівання та розповсюдження світла у комбінованій комірці підчас опромінення її лінійно поляризованим світлом.
3. Вперше запропоновано та експериментально продемонстровано можливість побудови оптичних поляризаційних приладів на основі комбінованих

рідиннокристалічних комірок з попередньо сформованим розподілом кута закручування та показано можливість керування розподілом світла шляхом зміни розподілу фази в наслідок зміни поляризації.

4. Показано можливість точного позиціонування топологічного дефекта та захоплених ним частинок шляхом зміни орієнтації рідинного кристалу на фотоорієнтуючій поверхні в комбінованій θ -комірці.
5. Вперше показано можливість захоплення та транспортування топологічним дефектом частинок мікроскопічного та макроскопічного розміру.

Практичне значення отриманих результатів

1. Оптичні поляризаційні прилади, зокрема лінзи та призми можуть мати широке використання як для використання у прикладних та фундаментальних задачах, таких як використання у оптичних приладах для керування розповсюдженням світла, створення фазових решіток, пристроїв керування пучками, тощо.
2. Комбіновані θ -комірки з фоточутливою орієнтуючою поверхнею, можуть застосовуватись для точного вимірювання дози опромінення.
3. Можливість точного керування рухом топологічного дефекту дозволяє використовувати його для захоплення, впорядкування та точного позиціонування нано, мікро та навіть макро частинок, що може бути корисним для побудови оптичних хвилеводів, суперлінз, пристроїв керування світловим пучком, тощо.

Особистий внесок здобувача:

Автор брав активну участь в обговоренні постановці та вирішенні задач розглянутих у дисертації, підготовці та написанні статей. Він особисто брав участь у виготовленні експериментальних зразків. Автором було побудовано оптичну схему для запису поляризаційних структур на поверхні фото чутливого орієнтуючого шару, а також він самостійно зібрав інтерферометр Маха-Цендера для реєстрації фазового розподілу при проходженні світла через оптично-поляризаційний прилад на основі рідинно-кристалічних комірок. Автор проводив підготовку, та експериментальне дослідження руху топологічних дефектів у комбінованих θ -комірках.

Апробація результатів роботи:

Матеріали дисертаційної роботи були представлені на:

4-th INTERNATIONAL SUMMER SCHOOL NANOTECHNOLOGY: FROM FUNDAMENTAL RESEARCH TO INNOVATIONS (2017)

XXIV Galyna Puchkovska International School-Seminar “spectroscopy of Molecules and Crystals“

“Nanotechnology and Nanomaterials” (NANO-2019)

“Nanotechnology and Nanomaterials” (NANO-2020)

Публікації: результати дисертаційної роботи опубліковано у 3 наукових журналах та в 4 тезах міжнародних наукових конференцій.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ:

N. Sheremet, P. Golub, Y. Kurioz, M. Trunov and Y. Reznikov, Light-induced LC director freezing on a chalcogenide surface. Liquid Crystals, 43(2), 249–255 (2015). doi:10.1080/02678292.2015.1100336

Golub P., Kurioz Yu., Sheremet N., Trunov M., Reznikov Yu. «Light-induced LC director freezing on a chalcohenide surface» Book of abstracts 4-th INTERNATIONAL SUMMER SCHOOL NANOTECHNOLOGY: FROM FUNDAMENTAL RESEARCH TO INNOVATIONS - Migove-Chernivtsi region Ukraine – 2017 – p.50

Golub, P., Kurioz, Y., Sheremet, N., Trunov, M., & Reznikov, Y. (2018). Director modulation of nematic liquid crystal on photosensitive chalcogenide surface. Molecular Crystals and Liquid Crystals, 661(1), 25–37. doi:10.1080/15421406.2018.1460235

Golub, P. V., & Vasnetsov, M. V. (2021)1. Photo-alignment control of topological defects in nematic liquid-crystal cells2. Ukrainian Journal of Physical Optics, 22(2), 87-91. <https://doi.org/10.3116/16091833/22/2/87/20213>

Golub P. Vasnetsov M. “Visualization of the topological defect in liquid crystal cells” Book of abstracts XXIVth Galyna Puchkovska International School Seminar "Spectroscopy of Molecules and Crystals" Odessa, Ukraine – 2019 – p.93

Golub P. Vasnetsov M. “Visualization of the topological defect in liquid crystal cells” Book of abstracts “International research and practice conference (NANO-2019)”Lviv Ukraine – 2019 – p.

Golub P. Vasnetsov M. Book of abstracts “International research and practice conference (NANO-2020)”Lviv Ukraine – 2020 – p.

ВИКОРИСТАНІ У РОБОТІ ТЕРМІНИ

Нематичні рідинні кристали - оптично одновісні рідинні кристали, мають дальній орієнтаційний порядок, вільні в переміщенні. Орієнтація осей молекул в цих кристалах паралельна, однак вони не утворюють окремих шарів. Довгі осі молекул лежать вздовж ліній, паралельних певному напрямку, а їхні центри розташовані хаотично. Загальний напрямок орієнтації молекул називається директором.

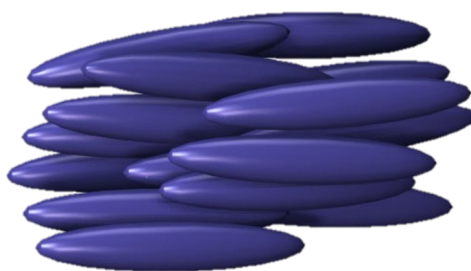


Рис.1. Схематичне зображення молекул в нематичному рідинному кристалі

Планарна однонаправлена орієнтація – тип орієнтації молекул рідинного кристалу, на поверхні підкладинки, коли молекули рідинного кристалу мають спільний напрямок осей молекул, що лежить паралельно до площини підкладинки.

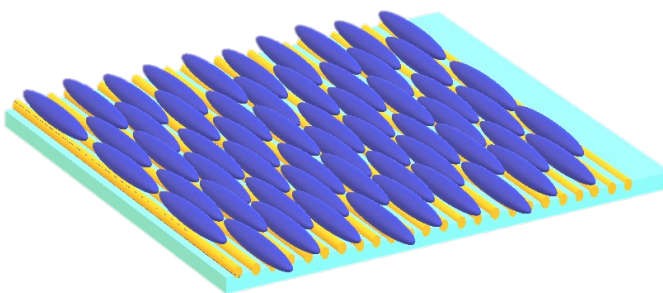


Рис.2. Схематичне зображення нематичного рідинного кристалу на поверхні підкладинки, що задає планарну однонаправлену орієнтацію молекул

Паралельна комірка – рідинно-кристалічна комірка в якій напрямок орієнтації молекул рідинного кристалу на орієнтуючих підкладинках є планарною

однонаправленою. Напрямок директора на цих підкладках паралельний для молекул на обох підкладках

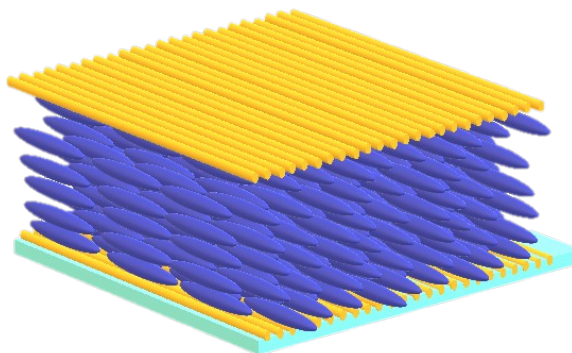


Рис.3. Схематичне зображення розподілу молекул нематичного рідинного кристалу в паралельній комірці.

Твіст комірка – рідинно-кристалічна комірка в якій напрямок орієнтації молекул рідинного кристалу на орієнтуючих підкладках є планарною однонаправленою. Напрямок директора на одній підкладці перпендикулярний до напрямку орієнтації молекул на іншій підкладці. При твіст-орієнтації молекули рідинного кристалу в комірці вибудовуються у вигляді $1/4$ витка спіралі. Якщо уявно розбити таку структуру рідинного кристалу у комірці на шари, що лежать в площині паралельній до орієнтуючих поверхонь комірки, то при переході від одного шару до іншого спостерігатимемо поворот довгих осей молекул на невеликий кут.

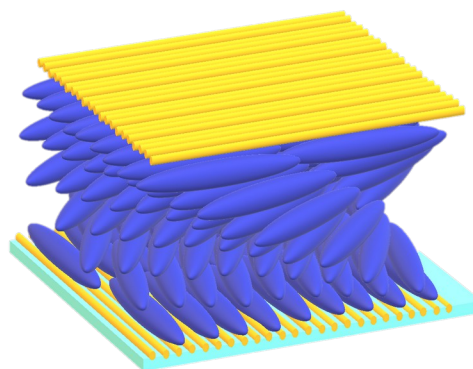


Рис.4. Схематичне зображення розподілу молекул нематичного рідинного кристалу в твіст комірці.

Комбінована комірка – рідинно-кристалічна комірка, що складається з двох підкладінок різного типу. Орієнтація на одній підкладинці задається натиранням, а на іншій з підкладінок нанесений фотоорієнтуючий шар, що задає орієнтацію молекул рідинного кристалу.

θ -комірка складається з двох підкладінок, на одній з яких нанесено шар орієнтуючого матеріалу, що задає планарну однонаправлену орієнтацію молекул рідинного кристалу. На поверхню іншої підкладинки нанесено орієнтуючий шар, що задає орієнтацію молекул рідинного кристалу по колу. Особливістю такої геометрії рідинно-кристалічної комірки є те, що в такій комірці, заповненій нематичним, або холестеричним рідинним кристалом, утворюється ниткоподібний лінійний топологічний дефект (дисклінація), за рахунок того, що рідинний кристал не може утворити такий розподіл орієнтації в об'ємі, що буде гладко, задовольняти граничним умовам на орієнтуючих поверхнях. Положення місця формування цього дефекту, можна легко та чітко визначити та його поведінка відтворюється з великою точністю.

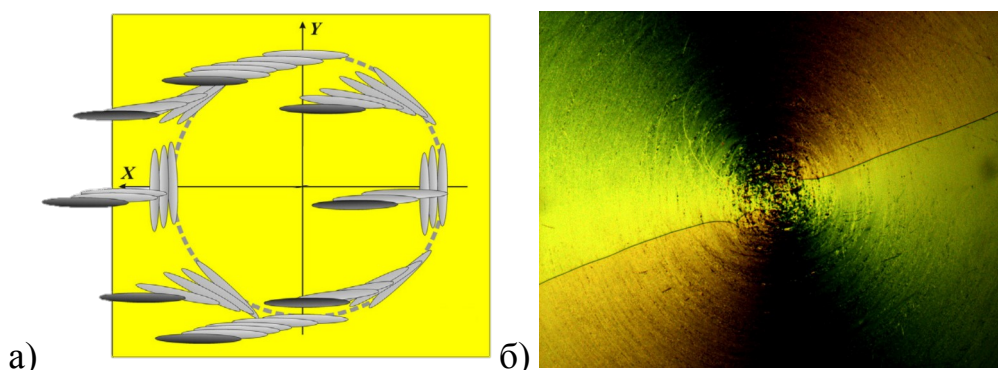


Рис. 5. (а) Схематичне зображення орієнтації молекул нематичного рідинного кристалу в θ -комірці (б) Фотографія топологічного дефекту утвореного в θ -комірці, в поляризованому світлі, дисклінація виглядає як тонка нитка.

Режим Могена – явище, що відбувається у рідинно-кристалічних комірках, коли поляризоване світло розповсюджуючись через об'єм рідинного кристалу, в наслідок двопроменезаломлення, «слідкує» за напрямком орієнтації молекул рідинного кристалу. Це означає, що напрямок поляризації світла, що проходить

через рідинно-кристалічну комірку, зберігає свій напрямок відносно директора рідинного кристалу. У комірці, де директор зазнає обертання, напрямок поляризації світла буде мати однаковий напрямок до директора на вході та на виході з комірки. Якщо напрямок молекул на вхідній підкладинці та вихідній відрізняється на кут ϕ то і поляризація світла, що проходить через таку, рідинно-кристалічну комірку, зазнає повороту на кут ϕ .

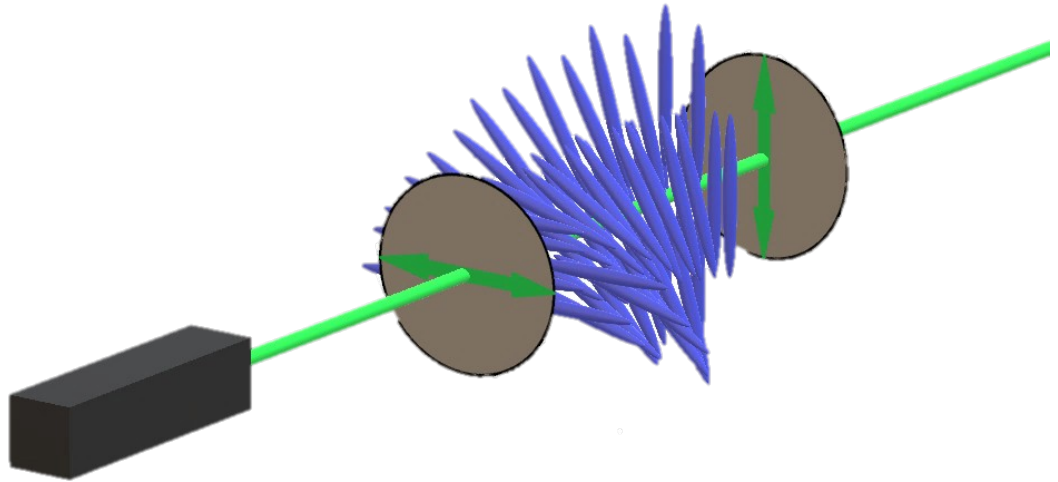


Рис. 6. Схематичне зображення розповсюдження поляризованого світла через рідинно-кристалічну комірку в режимі Могена

РОЗДІЛ 1: ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ТА СТАН ПРОБЛЕМИ

1.1. Рідинно-кристалічний стан речовини

У 1888 році австрійський ботанік Рейнітцер отримав нову органічну речовину - холестерилбензоат [6]. В ході визначення його температури плавлення, він зауважив, що речовина плавиться в дві стадії: спочатку утворюється каламутний розплав, а при подальшому підвищенні температури цей розплав перетворюється в прозору рідину. Крім того, він зауважив, що, володіючи всіма реологічними властивостями рідини, розплав має оптичні властивості одновісного кристала: світло, проходячи через нього двопротинезаломлюється. Рейнітцер вирішив, що перед ним просто суміш двох речовин, що плавляться при різних температурах, причому в каламутному розплаві одна з речовин присутня у кристалічній [7]. Розділити цю суміш на складники в нього не вийшло і відправив її німецькому фізику Леману, фахівцеві з «кристаліграфічного аналізу»[7].

Незабаром виявилось, що холестерилбензоат - не унікальна речовина. Леман знайшов ряд нових органічних речовин в ході плавлення яких спостерігалися схожі фази. Всім їм він дав загальну назву рідинні кристали (РК), а оптично анізотропну фазу незабаром назвали мезо-фазою (від грецького слова мезос - проміжний) [6]. Продовжуючи досліджувати рідинні кристали, Леман виявив, що аналогічна поведінка виникає не тільки при нагріванні певних органічних речовин, але і при розчиненні деяких з'єднань, наприклад при розчиненні олеата калію в суміші води і спирту. Такі рідинні кристали називають Ліотропні (від грецького слова ліо - розчиняю). Ліотропні рідинні кристали являють собою дво- або більше компонентні системи, що утворюються в сумішах стрижнеподібних молекул і води (або інших полярних розчинників). Ці стрижнеподібні молекули мають на одному кінці полярну групу, а велика частина стрижня являє собою гнучку гідрофобний вуглеводневий ланцюг. Такі речовини

називаються амфіфілами (амфі – від грецького «з двох кінців», філос – «люблячий», «прихильність»). [8]

Рідинні кристали, які утворюються при нагріванні називають термотропними, вони утворюються в результаті нагрівання твердої речовини і існують в певному інтервалі температур і тисків. [7].

На даний момент термотропні рідинні кристали прийнято підрозділяти на на три основних групи: смектичні рідинні кристали, нематичні рідинні кристали і холестеричні рідинні кристали (Рис.1.1) [9].

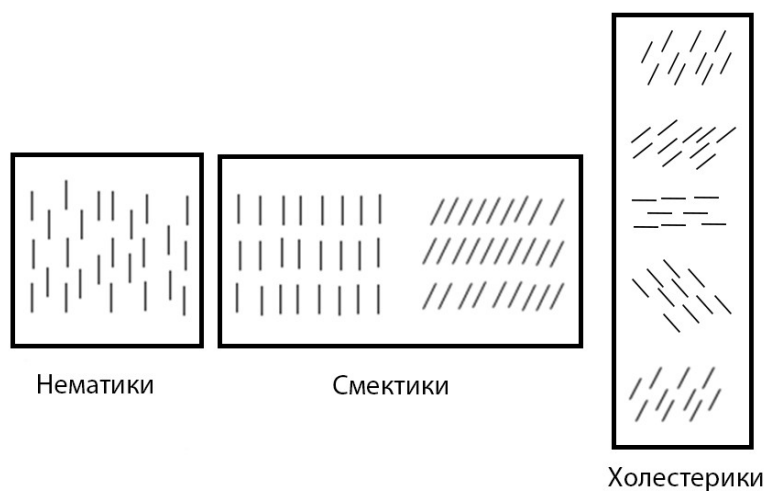


Рис. 1.1 схематичне зображення структури Рідинних кристалів.

Смектичні рідинні кристали мають шарувату структуру. Шари можуть легко переміщатися відносно один одного, а товщина смектичного шару визначається довжиною молекул (переважно, довжиною парафінового «хвоста») [10].

У нематичних рідинних кристалах відсутній дальній порядок в розташуванні центрів мас молекул, їм не характерна шарувата структура, їх молекули безперервно ковзають в напрямку своєї довгої осі, обертаючись навколо неї, але при цьому зберігають орієнтаційний порядок. Тобто довгі осі направлені уздовж одного виділеного напрямку, який прийнято називати директором і позначати як n [10] для рідинних кристалів даного типу напрямок орієнтації молекул має рівно ймовірний розподіл. Вони поведуться подібно до звичайних

рідин. Нематична фаза зустрічається тільки в таких речовинах, у молекул яких немає відмінності між правою і лівою формами, тобто їх молекули тотожні свого дзеркальному зображенню (є ахіральними) [6].

Утворення холестеричної мезофази характеризується виникненням спірального закручення що зумовлене дзеркальною асиметрією молекул (хіральністю). Яскравим прикладом холестеричних рідинних кристалів є ефіри холестерину, що утворюють спіральну структуру.[6]

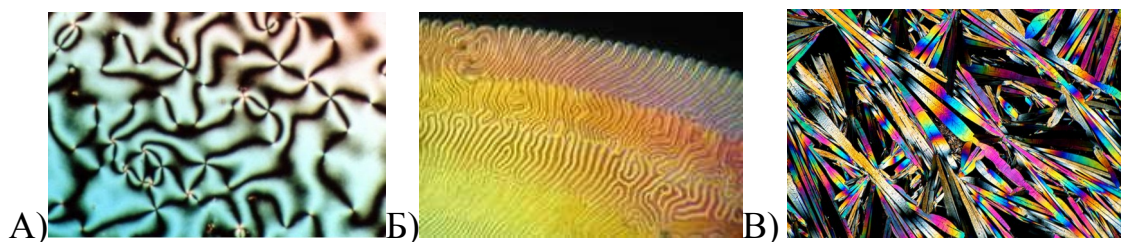


Рис 1.2. Текстури, притаманні основним типам рідинних кристалів: А) шлірен-текстура притаманна нематичному РК. Б) текстура типу «відбиток пальця» притаманна холестеричному РК В) текстура смектичного РК

Рідинно-кристалічний стан речовини характеризується анізотропним розподілом молекулярної орієнтації у просторі та описується директором $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ у даній точці простору $\mathbf{r}$. Однак директор лише визначає напрямок переважної орієнтації молекул та не дає досконало зрозуміти ступінь упорядкованості мезофази. Тому щоб охарактеризувати ступінь дальнього порядку Цветков ввів параметр порядку S :

$$S = \frac{1}{2} \langle 3 \cos^2(\Phi) - 1 \rangle \quad (1.1)$$

Де Φ - кут між віссю молекули та директором $\mathbf{n}$

$\langle \dots \rangle$ усереднення по ансамблю

В ідеальному кристалі параметр порядку буде рівним 1, а в ізотропній речовині 0. В рідинному кристалі його значення знаходиться в межах від 0.6 до 0.8 [6,11]

В дисертаційній роботі використовувалися декілька видів нематичних рідинних кристалів, а саме такі рідинні кристали як:

5CB (4-ціано-4'-пентилбіфеніл) з хімічною формулою $C_{18}H_{19}N$ (Рис.1.3). Він був вперше синтезованим Джорджем Уільямом Грей, Кеном Харрісон і Дж.А. Нем в Університеті Халл у 1972 році і в цей час це був перший член ціанобіфенилов [12]. Цей рідинний кристал широко використовується у дослідженнях завдяки своїм зручності температурного діапазону існування нематичної мезофази ($18-36^{\circ}C$) та хімічній стабільності.[13].

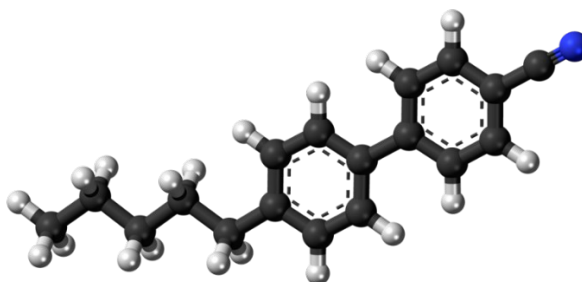


Рис. 1.3 Схематичне зображення молекули рідинного кристалу 5CB(4-ціано-4'-пентилбіфеніл)

Використаний в роботі РК-440 є рідинно-кристалічною сумішшю з 2/3 частин *n*-бутил-*n*-метілоксіазоксібензолу і 1/3 частини *n*-бутил-*n*-гептаноілоксіазоксі бензолу. Така суміш проявляє себе як ахіральний рідинний кристал з широким проміжком існування рідинно-кристалічної фази від -20 до $75^{\circ}C$. [14]

1.2. Методи орієнтації рідинних кристалів

Для дослідження властивостей і поведінки рідинного кристала необхідно задавати певну, попередньо відому орієнтацію директора на граничних стінках комірки. Тоді директор рідинного кристалу, в глибині комірки, внаслідок дії внутрішніх пружних сил, буде орієнтований в відповідності до орієнтації директора в поверхневому шарі і, весь обсяг зразка, буде являти собою монокристал [9].

Орієнтація молекул РК характеризується двома параметрами $\neg$ середнім кутом директора до площини поверхні (Θ) (кут переднахилу) та енергією зчеплення (W), енергія, необхідна для зміни орієнтації директора рідинного кристала на орієнтуючій поверхні. Залежно від кута перед нахилу директора розрізняють три види орієнтації:

- Планарну орієнтацію, коли молекули рідинного кристала орієнтовані паралельно граничній поверхні ($\Theta=0$).
- Гомеотропну, коли молекули рідинного кристала орієнтовані перпендикулярно до граничній поверхні ($\Theta=\pi/2$).
- Нахилену, коли молекули рідинного кристалу орієнтовані під кутом до граничній поверхні ($0<\Theta<\pi/2$) [9].

Крім того, слід розрізняти випадки жорсткого зчеплення, коли енергія зчеплення прямує до нескінченності ($W\rightarrow\infty$) і слабкого зчеплення, коли енергія зчеплення має кінцеве значення [15].

Для отримання певної орієнтації рідинного кристалу в комірці використовують спеціальні методи отримання зчеплення з обмежуючими поверхнями [9].

Розглянемо докладніше найбільш відомі:

1.2.1. Механічний метод орієнтації рідинних кристалів

Найчастіше планарну орієнтацію отримують шляхом натирання орієнтуючої поверхні папером або тканиною (метод Шатлена) [16]. Натирання створює мікрорельєф на орієнтуючій поверхні у вигляді канавок, що сприяють однорідному напрямку орієнтації молекул рідинного кристалу відповідно до напрямку неоднорідностей утворених внаслідок натирання. [9]

Натирання полімерів виявилася дуже зручною технікою і на даний час широко використовується як в невеликих наукових лабораторіях, так і в промисловій РК-індустрії. Його досі активно використовують в промисловості РК

дисплеїв для задання орієнтаційного рельєфу РК-підкладок з лінійним розміром більше 3 метрів [17]. Надзвичайно дорогі машини призначені для натирання, шириною в кілька метрів, повинні забезпечувати однорідний тиск і точний рух валика що натирає орієнтуючий шар (Рис.1.4) [18].



Рис.1.4 Нанесення орієнтації на підкладинці шляхом натирання

Метод Шатлена дуже простий, але незважаючи на очевидні досягнення технології натирання, він має деякі серйозні недоліки, які стали очевидні починаючи з перших кроків її застосування, такі як статичний заряд і пил. Як виявилось, ці недоліки відіграють вирішальну роль для виробництва РК-дисплеїв останніх поколінь і створюють ряд проблем на шляху мініатюризації РК телекомунікаційних пристроїв [17].

Метод косого напилення металів або оксидів дає кращі результати зчеплення у порівнянні зі звичайним натиранням [19]. Причиною цього є вигравш в пружній енергії РК при його контакті з неоднорідною поверхнею [9].

1.2.2. Хімічний метод орієнтації

Існують також методи отримання планарної орієнтації за допомогою мономолекулярних ленгмюровських плівок [15]. При цьому використовуються водні розчини на поверхні яких знаходиться суцільна мономолекулярна плівка поверхнево-активної речовини. При підніманні скла з-під поверхні води моношар переноситися на поверхню скла. Залежно від швидкості підняття скла і

концентрації поверхнево-активної речовини можна отримати шари які орієнтують РК як планарно, так і гомеотропно. В даному методі, планарній орієнтації РК, сприяють тверді моно шари, в яких молекули, своїми довгими осями, лежать на поверхні [9]. У мономолекулярній плівці атоми азоту і кисню прикріплюються до поверхні скла, в той час, як вуглецеві ланцюжки утворюють подобу арки, що призводить до дуже жорсткого зчеплення молекул РК з граничною поверхнею [20].

Гомеотропну орієнтацію РК також можна отримати шляхом витягування підкладки з розчину і полімеризації кремній-органічних сполук, безпосередньо на підкладці [20-21]. Крім того, можна вводити поверхнево активні домішки безпосередньо в рідинний кристал [9]. Травлення поверхні, з утворенням структури заглиблень, на поверхні орієнтуючого шару, також сприяє формуванню гомеотропної орієнтації РК [21].

Але, не дивлячись на всі переваги методу хімічної орієнтації в нього є ряд суттєвих недоліків що не дозволяє широко його використовувати у для виробництві РК-дисплеїв та інших телекомунікаційних пристроїв на основі РК. Головним мінусом хімічного методу орієнтації є погана відтворюваність і обмежені можливості контролю параметрів орієнтації.

1.2.3. Оптичний метод орієнтації

Обмеження і деяка складність представлених вище методів орієнтації вимагають пошуку альтернативного методу, який дасть однорідну орієнтацію рідинного кристалу і при цьому не буде мати недоліків раніше представлених методів. Таким методом оптичної орієнтації став так званий метод фотоорієнтації [1]. Суть методу фотоорієнтації полягає в світловий обробці нанесеного на підкладку шару фоточутливого матеріалу, молекули якого або їх фотопродукти після опромінення поляризованим світлом набувають орієнтаційної впорядкованості (Рис. 1.5). Взаємодія рідинного кристалу на межі розділу

середовищ визначається напрямом осі легкого орієнтування (e) на граничній поверхні [1]. Тобто, орієнтація рідинного кристалу може керуватися за допомогою впливу поляризованого світла на світлочутливу орієнтуючу поверхню.

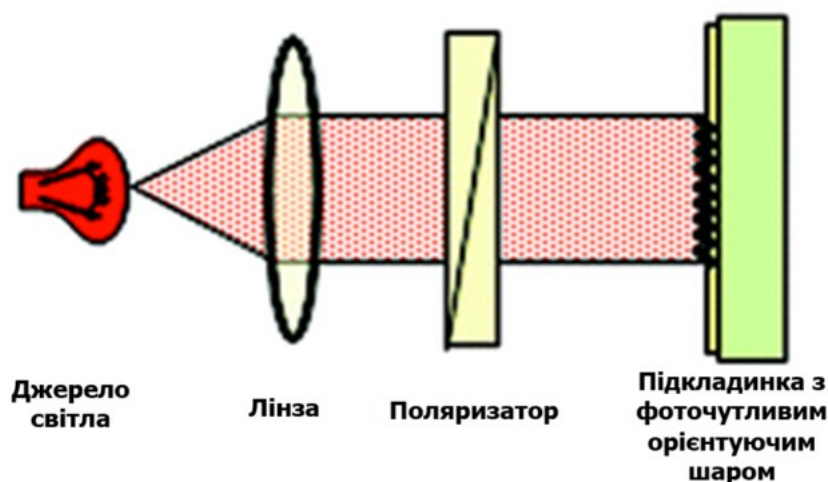


Рис. 1.5 Процедура фотоорієнтації шляхом опромінення фоточутливої поверхні поляризованим світлом, направленим по нормалі до поверхні.

Орієнтація рідинного кристалу може бути отримана як обробкою порожніх, так і заповнених рідинно-кристалічних комірок, що вигідно відрізняє метод фотоорієнтації від інших методів [1].

Вперше метод фотоорієнтації був описаний в роботі професора Ічімури з колегами [22] де орієнтація рідинного кристалу задавалася шляхом опромінення за допомогою світла в zenітній площині. Було виявлено, що при опроміненні підкладки покритої моношаром азобензена, рідинного кристалу переорієнтувався з гомеотропної в планарну орієнтацію через транс-цис ізомеризації молекул азобензена. Було показано, що шляхом зміни довжини хвилі поляризованого світла що опромінювало фоточутливу поверхню, можливо змінювати напрямок походження реакції транс-цис ізомеризації та, як результат, це виявило оборотність фотоорієнтації рідинного кристалу [1,22].

Незабаром, після оприлюднення результатів групи професора Ічімури [22], групи з США [23], Швейцарії [24] та України [25,26] майже одночасно продемонстрували можливість фотоорієнтації рідинного кристалу в zenітній

площині. Ці результати мають практичну значимість, оскільки їх технологія є реальною альтернативою таким методам орієнтації як метод натирання поверхні і хімічний метод орієнтації [1].

Однією з головних переваг даного методу полягає в його безконтактності, на відміну від методу орієнтації шляхом натирання де пил і статичний заряд, що утворився в результаті тертя, може створити дефекти в орієнтації і, як результат, суттєво вплинути на як на якість, так і на роботу рідинно-кристалічного дисплея [1]. Фотоорієнтація також дозволяє легко контролювати основні параметри зчеплення з поверхнею такі як: вісь легкого орієнтування, кут преднахили і енергію зчеплення. Крім того фоторієнтація вирішує проблему орієнтації рідинного кристалу в пристроях де застосування інших методів неможливі через особливості їхньої будови (гнучкі, мініатюрні рідинно-кристалічні дисплеї) [1].

Тому дослідження ефектів фотоорієнтації, а також створення і пошук фотоорієнтуючих матеріалів для масового виробництва є однією з тематик, що в сучасному світі, найбільш активно розробляються. За 20 років досліджень в цій сфері було відкрито і вивчено кілька класів фотоорієнтуючих матеріалів і ефектів фотоорієнтації, але пошуки тривають [1].

Механізми фотоорієнтації можна поділити на два основних класи як було запропоновано в [1]:

- поверхнево-опосередкована фотоорієнтація
- об'ємно-опосередкована фотоорієнтація [8].

Розглянемо кожен з них детальніше.

1.2.3.1. Поверхнево-опосередкована фотоорієнтація

Зазвичай довжина хвилі світла, що опромінює комірку, знаходиться в області видимого спектру і ближнього ультрафіолету. Однак, для деяких специфічних фотоорієнтуючих матеріалів використовують дальній спектр

ультрафіолетового випромінення [27] і навіть ближній спектр інфрачервоного світла [28].

Лінійно поляризоване світло ініціює селективні фотозбудження молекул фоточутливого матеріалу і призводить до їх об'ємному і поверхневому впорядкуванню. Впорядкування утворене в фоточутливій плівці і характеристики взаємодії рідинного кристалу з підкладкою визначають напрямок орієнтації осі легкого орієнтування. У більшості випадків вісь легкого орієнтування наводиться перпендикулярно до напрямку поляризації світла, однак існує ряд матеріалів у яких спостерігається формування осі легкого орієнтування паралельної до напрямку поляризації світла. [1].

Недолік нормального падіння світла полягає в неоднозначному значенні кута переднахилю. На не опроміненій підкладці кут переднахилю, якщо він є, розподілений конусоподібно, а після опромінення циліндрична симетрія руйнується і залишається тільки напрямок директора, проекція на площину підкладки якого відповідає осі легкого орієнтування [1].

Таке виродження напрямків нівелюється при заповненні комірки [29] або шляхом прикладання магнітного поля в процесі опромінення [30]. Похиле опромінення фотоорієнтуючої поверхні також призводить до руйнування циліндричної симетрії на фото чутливій поверхні. Цей метод був вперше запропонований і описаний в роботі [31] для матеріалів на яких формується вісь легкого орієнтування паралельна поляризації світла [1].

У випадку з матеріалами в яких вісь легкого орієнтування наводиться перпендикулярно до напрямку поляризації світла, похиле опромінення не може прибрати неоднозначне виродження кутів і щоб зруйнувати симетрію фотоорієнтуючої поверхні була розроблена техніка двоступеневого опромінення.

У цьому випадку, опромінення відбувається у два етапи: опромінення світлом з взаємно-перпендикулярним напрямком поляризації світла. Перше опромінення призводить до орієнтаційного впорядкування у площині з симетричним, двонаправленим розташуванням кутів переднахилю, друге

опромінення під кутом з перпендикулярним напрямком поляризації привносить асиметрію поза площиною орієнтаційного впорядкування і задає однонаправлений кут переднахилу[1]. Цей метод пізніше був удосконалений за допомогою використання при повторному опроміненні не поляризованого світла [32]. Більш того, замість двох опромінь можна використовувати одне з частково поляризованим похилим пучком.

Метод фотоорієнтації, який призводить до формування вісі легкого орієнтування в певному напрямку, є наслідком анізотропної взаємодії рідинного кристалу з орієнтаційно-впорядкованою орієнтуючою плівкою. Вважається, що основним механізмом такої взаємодії є короткодіюча анізотропна взаємодія молекул рідинного кристалу з анізотропно орієнтаційно-впорядкованими компонентами фоточутливої орієнтуючої поверхні [1]. Ван дер Ваальса, диполь-дипольна та інші взаємодії також можуть вносити вклад в зчеплення, в залежності від молекулярної структури рідинного кристалу і орієнтуючого матеріалу. Завдяки далеко діючій взаємодії в рідинному кристалі, орієнтація, задана на поверхні орієнтуючого шару поширюється в об'єм рідинного кристалу що призводить до однорідної орієнтації по всій комірці [33]. Крім того морфологія орієнтуючої поверхні також може впливати на анізотропну взаємодію між рідинним кристалом і орієнтуючим шаром [34].

Однією з головних особливостей, що вирізняє фотоорієнтацію серед інших методів орієнтації рідинного кристалу, є те, що на відміну від того-ж натирання при опроміненні світлом орієнтаційної впорядкованості набуває не тільки поверхня орієнтуючої фоточутливої плівки але і весь її об'єм [1]. Тому щоб зрозуміти основні властивості фотоорієнтації рідинних кристалів важливо розуміти фотоструктурні ефекти, що відбуваються в фотоорієнтуючому шарі під впливом світла.

В ході вивчення азополімерів було виявлено що є два механізми фотоорієнтації азофрагментів, які можуть бути узагальнені на інші фотоорієнтуючі матеріали [35]. У разі оборотної фотохімічної реакції або неактивного фотозбудження, фоточутливі компоненти переживають множинні

акти фотозбудження і релаксації, що супроводжуються множинними випадковими обертаннями. Цей процес відомий як кутовий перерозподіл, він призводить до накопичення фоточутливих елементів в напрямку перпендикулярному поляризації світла в якому поглинання цих елементів мінімально [35]. Механізм кутового перерозподілу однаковий для усіх азоматеріалів [36] і діє як додатковий в цінаматах [37]

У разі не оборотного фотохімічного процесу, фоточутливі елементи після фототрансформації більш не беруть участі в процесі через дихроїзм, кутовий розподіл фототрансформованих елементів анізотропний, що, в свою чергу, формує вісь легкого орієнтування, перпендикулярну до поляризації падаючого світла. Такий механізм називається кутовою фотоселекцією [1]. Він домінує в переважній більшості матеріалів, що піддаються фотоз'єднанню, фотофіксації перегруповань і фоторозкладу.

Особливий вибіркового процес фотоперегрупування може мати місце в адсорбованих шарах фоточутливих молекул. Анізотропія цих шарів може бути індукована вибірковою кутовою десорбцією. Як і у випадку оборотної фотохімічної реакції, цей процес може викликати анізотропне збіднення фоточутливих молекул [38].

У більшості випадків, в доповнення до впорядкування вихідних світлочутливих груп необхідно враховувати впорядкування їх фотопродуктів. Це досить важливо для цінаматів, кумаринів і халькінів, молекули яких формують анізотропні з'єднання груп після опромінення. У цих матеріалах фотовпорядковані фоточутливі групи їх продукти вносять свій внесок в орієнтацію рідинного кристалу [1]. Сили зчеплення асоційовані з цими ансамблями орієнтованих елементів і можуть діяти в паралельному або перпендикулярному напрямках. Величини цих сил і їх залежність від впливу світла можуть бути різними, обидва вклади мають важливе значення для пояснення всіх особливостей фотоорієнтації рідинних кристалів. Наприклад внаслідок конкуренції цих двох механізмів з взаємно-перпендикулярним напрямком орієнтації можна пояснити формування осі легкого орієнтування

паралельної до напрямку поляризації світла або зміна напрямку легкого орієнтування на 90° зі зміною дози опромінення в деяких фотоорієнтуючих матеріалах [39,40].

1.2.3.2. Об'ємно-опосередкована орієнтація

Описаний вище ефект фотоорієнтації зазвичай пояснювався формуванням анізотропної осі в результаті фотохімічних реакцій в орієнтуючому шарі, що межує з рідинним кристалом. Це явище відбувається через формування анізотропного кутового розподілу анізотропних фрагментів фотоорієнтуючого шару при опроміненні поляризованим світлом. Схожі ефекти мають місце коли вісь легкого орієнтування формується за рахунок анізотропного шару молекул рідинного кристалу або барвника, адсорбованих на поверхні [1]. Шар адсорбованих молекул завжди присутній на кордоні з поверхнею [41] і активний молекулярний обмін відбувається між адсорбованим шаром і об'ємом рідинного кристалу [42]. Оскільки молекули задіяні в процесі є анізотропними, дихроїчними і характеризуються впорядкуванням по куту в об'ємі рідинно-кристалічної комірки, опромінення заповненої комірки поляризованим світлом призводить до стаціонарного кутового розподілу молекул в шарах адсорбованих молекул. Як результат, світлоіндукована вісь легкого орієнтування формується в шарі адсорбованих молекул. Світлоіндуковані ефекти, пов'язані з формуванням осі легкого орієнтування в шарі адсорбованих молекул через обмін між об'ємом рідинного кристалу та адсорбованим шаром зазвичай називають світлоіндукованою об'ємно-опосередкованою фотоорієнтацією [1]. Відмінною особливістю об'ємно-опосередкованої фотоорієнтації є те що вона досягається в заповненій рідинно-кристалічній комірці.

Зазвичай для поверхнево опосередкованої фотоорієнтації рідинного кристалу використовують органічні полімерні плівки, однак нещодавно було

виявлено, що для фотоорієнтації нематичного рідинного кристалу можуть також бути використані неорганічні халькогенідні плівки [43].

РОЗДІЛ 2 ТВИСТ СТРУКТУРИ З ПРОСТОРОВИМ РОЗПОДІЛОМ ОРІЄНТАЦІЇ ДИРЕКТОРА НА ХАЛЬКОГЕНІДНІЙ ПОВЕРХНІ $\text{As}_{20}\text{Se}_{80}$

Ефект світлоіндукованої анізотропії в халькогенідних плівках відомий ще з кінця 70-х років [44]. Ще тоді було показано що халькогенідна плівка, що була опромінена поляризованим світлом, може проявляти анізотропні оптичні властивості [45,46].

Вперше ефект фотоорієнтації спостерігався на халькогенідній плівці As_2S_3 при опроміненні лінійно поляризованим світлом у заповненій рідинно-кристалічній комірці [43], пізніше аналогічний ефект спостерігався на плівках As_2S_3 та $\text{As}_{20}\text{Se}_{80}$ при опроміненні як незаповненої комірки, так і вже заповненої. Було виявлено що в результаті опромінення заповненої комірки з боку халькогенідної підкладки призводить до формування однорідної твіст структури (Рис.2.1.) [47,48].

Одним з механізмів, що можуть пояснити формування світлоіндукованої анізотропії в халькогенідних плівках є впорядкування халькогенідного скла за допомогою поляризованого світла на основі одиночних пар. Це процес, при якому вплив поляризованого світла на халькогенідне скло призводить до того, що орієнтація одиночних пар електронів на атомах халькогену вирівнюється з електричним полем світла. Це призводить до зміни локальної структури та оптичних властивостей халькогенідного скла, таких як показник заломлення, двопроменезаломлення та дихроїзму.

Одиночні пари - це пари валентних електронів, які не беруть участі у зв'язках з іншими атомами. Вони мають значний вплив на електронну структуру, молекулярну геометрію та хімічну реакційну здатність молекул.

Орієнтація одиночних пар у халькогенідному склі залежить від локального координаційного оточення атомів халькогену, яке може змінюватися від тетраедричного до октаедричного в залежності від складу скла. Одиночні пари

можуть бути симетричними або асиметричними відносно осі зв'язку, і вони можуть мати різну орієнтацію відносно поверхні скла.

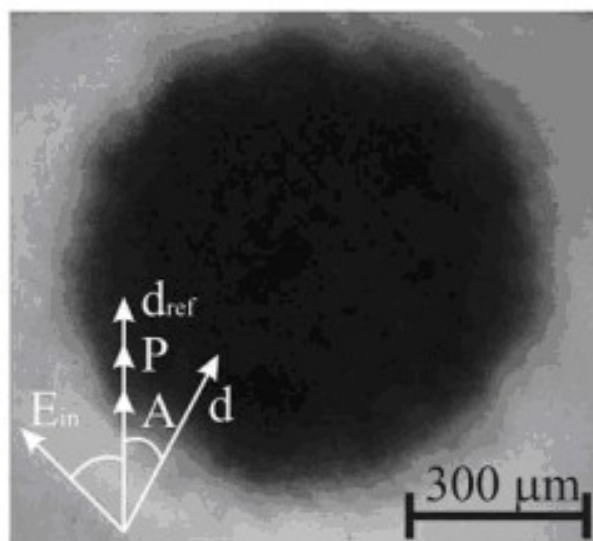


Рис 2.1. Фотографія твіст структури між паралельними поляризаторами $I_{in} \approx 30$ Вт / см², $t_{exp} = 8$ хв.

Впорядкування халькогенідного скла поляризованим світлом - це спосіб маніпулювання орієнтацією одиночних пар за допомогою зовнішнього електричного поля, що може викликати структурні зміни та оптичну анізотропію в склі. Під дією поляризованого світла одиночні пари прагнуть вирівнятися з електричним полем світла, що змінює локальний зв'язок і густину станів халькогенідних стекол. В результаті, під дією поляризованого світла, утворюється неоднорідний розподіл одиночних пар що має виділений напрямок орієнтації, що призводить до відповідного розподілу орієнтації молекул рідинного кристалу на поверхні халькогенідного скла.

У даному розділі представлені результати дослідження фотоорієнтації в ході якого заповнена рідинно-кристалічна комірка, з нанесеною на одну зі сторін халькогенідною світлочутливою орієнтуючою плівкою, опромінювалась, зі сторони натертої поліімідної плівки, нанесеної на іншу сторону рідинно-кристалічної комірки, нормально падаючим, поляризованим світлом.

2.1. Використані матеріали та експериментальне обладнання

В ході експериментального дослідження були використані комбіновані рідинно-кристалічні комірки, що склалися з двох скляних підкладок, з нанесеним на них орієнтуючим шаром. Конструкція зразків і геометрія опромінення представлена на Рис.2.2. Комірка складалася зі скляних, референтної (1) і командної підкладок (2). Обидві підкладки були вкриті шаром оксиду індію олова (ІТО) (3) (товщина шару ІТО становила $h_{ITO} \approx 100$ нм) Командна підкладка, була вкрита шаром натертого полііміду (4) товщиною $h_{pi} \approx 100$ нм, командна підкладка була вкрита, шляхом термовакуумного напылення [49], шаром скловидної халькогенідної плівки $As_{20}Se_{80}$ (5) (товщиною $h_{ch} \approx 50$ нм).

Відстань між підкладками контролювалася за допомогою каліброваних спейсерів і становила 24 мкм. Комірка заповнювалася капілярним методом рідинним кристалом 4-ціано-4'-пентібіфеніл (5CB) в нематичній фазі (6). Такий вибір рідинного кристалу був обумовлений тим що рідинно-кристалічна мезофаза у цього рідинного кристалу спостерігається в області температур від 18° до 35° що дозволяє проводити експерименти за кімнатної температури [50].

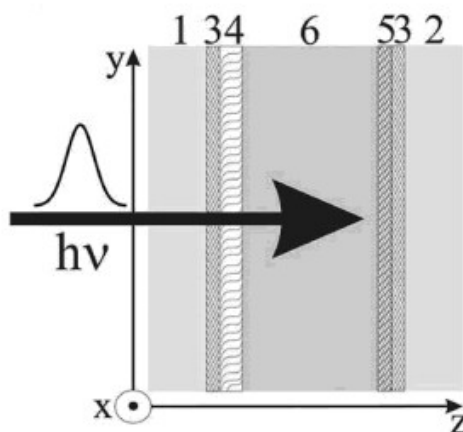


Рис. 2.2. Геометрія опромінення та конструкція РК комірки: (1) та (2) скляні підкладки, (3) шар оксиду індію-олова, (4) шар натертого полііміду, (5) халькогенідна плівка, (6) Рідинний кристал.

Натертій поліїмід задавав однорідну планарну орієнтацію директора рідинного кристалу паралельну осі ОУ по всьому об'єму комірки. (Вісь ОУ була обрана паралельною до напрямку натирання на скляній підкладинці вкритій шаром поліїмиду) Халькогенідна плівка була макроскопічно ізотропна та початкова орієнтація в усьому об'ємі комірки була однорідна і відповідала орієнтації на референтній підкладинці.

Заповнена рідинним кристалом комірка опромінювалася лінійно поляризованим світлом, що випромінювалося лазером з діодною накачкою (довжина хвилі $\lambda = 532$ нм, потужність $P \leq 150$ міліВт) (Рис.2.3.). Довжина хвилі відповідала області поглинання халькогенідної плівки (коефіцієнт поглинання $\alpha = 1.8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$) і, в той же час відповідала області пропускання рідинного кристалу 5СВ. Інтенсивність світла в лазерному промені була розподілена відповідно до Гаусового розподілу з повною шириною на половині висоти $\sigma = 0.72$ мм. Комірку (3) опромінювали протягом часових інтервалів довжиною від 1 до 20 хвилин, а інтенсивність варіювалася в межах $I = (3.5-35) \text{ Вт} / \text{см}^2$. Напрямок поляризації контролювався за допомогою призми Глана-Томсона (3). Кут між напрямком поляризації світла та напрямком натирання на референтній підкладинці становив 45° .

При опроміненні промінь поляризованого світла спершу потрапляв на референтну підкладинку, потім проходив крізь об'єм рідинного кристалу і тільки потім потрапляв на командну підкладинку (Рис.2.3.)

Після опромінення комірки досліджувалися в поляризаційному мікроскопі Olympus BX53 оснащеному CCD камерою підключеною до комп'ютера. В мікроскопі комірки були розміщені таким чином що поляризоване світло спочатку проходило через референтну підкладинку, потрапляло в об'єм Рідинного кристалу, а після проходило через командну підкладинку.

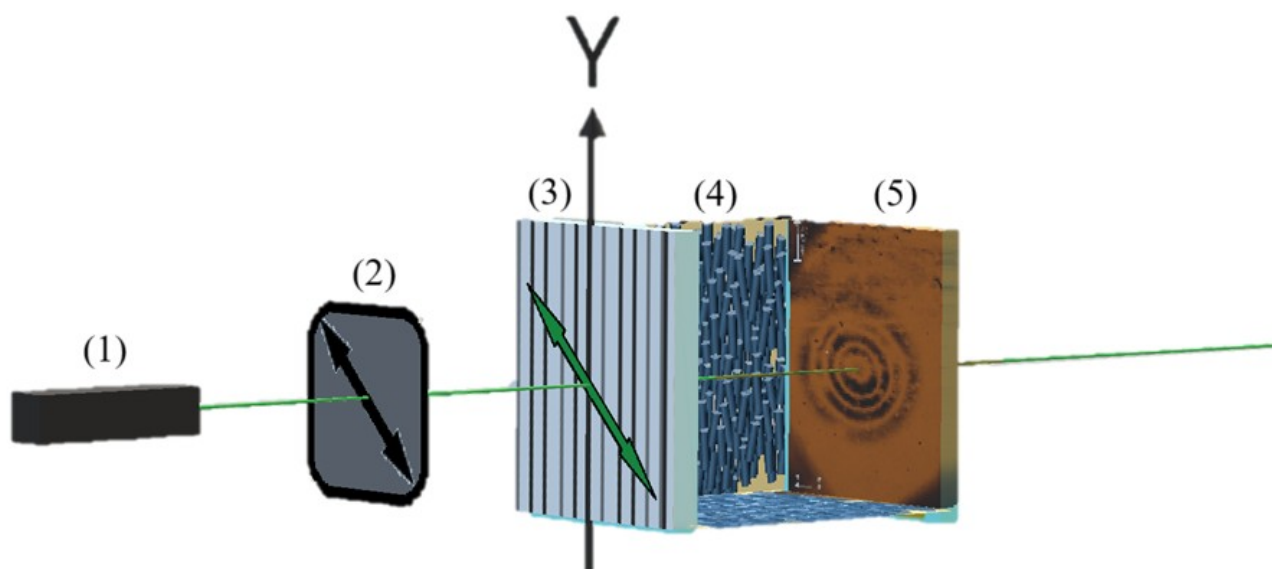


Рис. 2.3. Схематичне зображення геометрії експериментального дослідження
Світло від лазера (1) проходить через поляризатор (2), що задає напрямок вектора поляризації, який знаходиться під 45° до напрямку натирання на референтній підкладинці (3), проходить крізь неї, потрапляє в об'єм рідинного кристалу (4), після чого потрапляє на тестову підкладинку (5)

2.2. Експериментальні результати

При детальному дослідженні опроміненої області, в поляризаційному мікроскопі, було виявлено наявність твіст-структури з неоднорідним розподілом директора (Рис. 2.4.)

Аналіз твіст структур показав що орієнтація на референтній підкладинці зберігається паралельною до напрямку натирання в той час на командній підкладинці директор змінив напрямок орієнтації.

У попередніх дослідженнях [50] було показано що при опроміненні з постійною інтенсивністю та зі збільшенням часу опромінення кут переорієнтації директора виходить на стаціонарне значення. Наприклад для випадку опромінення інтенсивністю $I \approx 30 \text{ Вт} / \text{см}^2$, у випадку коли кут між початковим напрямком орієнтації директора та напрямком поляризації становив 45° стаціонарний стан настає при значеннях часу експозиції понад 1000 секунд, при

цьому максимальне значення кута переорієнтації кута на командній підкладинці складала $\varphi \approx 37^\circ$ (Рис. 2.1.). Залежність кута повороту директора від часу опромінення представлена на Рис.2.5.

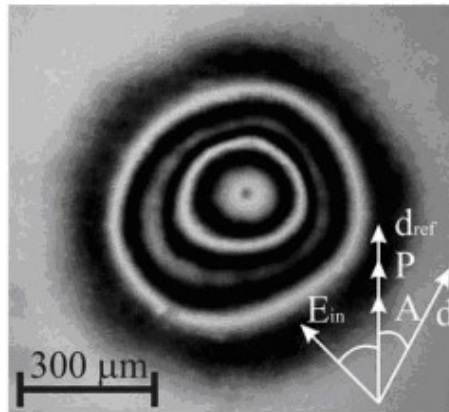


Рис. 2.4. Фотографія кільцеподібної структури між паралельними поляризаторами $I_{in} \approx 30 \text{ Вт/см}^2$, $t_{exp} = 8 \text{ хв}$

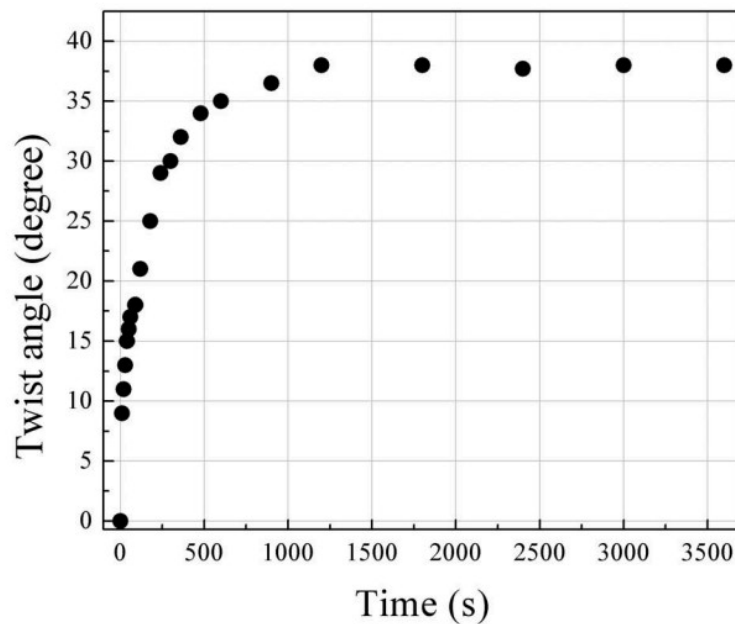


Рис. 2.5. Залежність кута повороту директора від часу опромінення

Цей час характеризує виникнення нової, світлоіндукованої вісі легкого орієнтування на халькогенідній поверхні. Згідно [50] цей час відповідає часу

встановлення анізотропного кутового розподілу адсорбованого шару молекул рідинного кристалу на халькогенідній плівці під час опромінення за рахунок передачі енергії поглиненої дихроїчними елементами халькогенідної плівки до адсорбованих молекул рідинного кристалу. Значення кута повороту директора при насиченні становило $\varphi \approx 37^\circ$ що дозволяє оцінити енергію зчеплення рідинного кристалу з халькогенідною плівкою за допомогою формули (2.1) [52]

$$W = \frac{K}{L} \frac{2 \sin(\varphi)}{\sin(2(\psi - \varphi))} \quad (1) \quad (2.1)$$

де K – константа твіст-деформації (константа Франка), φ - кут між напрямком на референтній і тестовій поверхні, L відстань між референтною та тестовою підкладками. Для обраних параметрів експерименту ці значення: $K = 5 \cdot 10^{-12}$ Н, $L = 24$ мкм, $\psi = 45^\circ$, $\varphi = 35^\circ$, а енергія зчеплення досягає значення характерного для поліамідних орієнтуючих плівок. $W = 3 \cdot 10^6$ Дж / м²

У випадку, коли комірка опромінювалася зі сторони референтної підкладки, тобто світло спершу проходило крізь референтну підкладку, потім крізь рідинний кристал і тільки потім світло потрапляло на світлочутливий шар халькогеніду. В результаті такого опромінення, в комірці, спостерігалось формування твіст-структур, що мають вигляд, концентрично розташованих, кілець (рис.1.9). Аналіз цих твіст-структур в поляризаційному мікроскопі показав що структура кілець є просторовою модуляцією твіст-деформації на халькогенідній плівці (рис.1.11). За допомогою аналізу серії фотографій неоднорідною твіст-структури при різних положеннях аналізатора було отримано значення кута, на який змінився напрямок молекул рідинного кристалу на поверхні халькогеніду від початкового положення. Такий метод визначення положення директора, на підкладці, за допомогою серії знімків, в поляризаційному мікроскопі, при різних положеннях аналізатора, детально описаний в [52].

В ході експериментального дослідження, коли комірку з рідинним кристалом, опромінювали, лінійно поляризованим світлом, зі сторони

референтної підкладки, на протязі різних проміжків часу та за різної інтенсивності, було встановлено, що кількість кілець залежить від часу і інтенсивності опромінення і при збільшенні дози опромінення зростає (Рис. 2.6.).

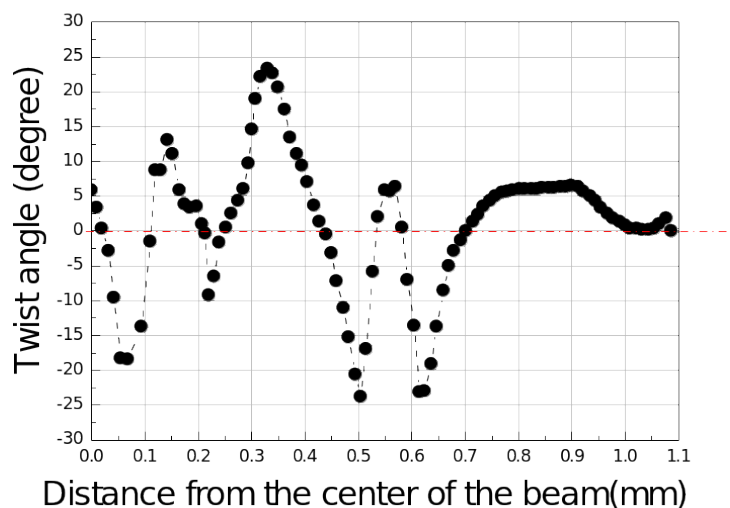


Рис 2.6. Просторовий розподіл кута повороту директора рідинного кристалу на халькогенідній поверхні $\text{As}_{20}\text{Se}_{80}$. $I = 30 \text{ Вт} / \text{см}^2$, $t = 10 \text{ хв}$

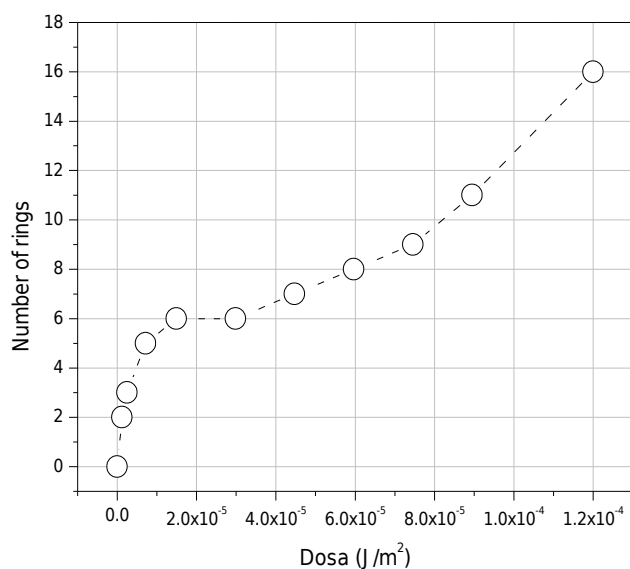


Рис 2.7. Залежність кількості кілець в твіст-структурі від дози опромінення

Час виходу на стаціонарне значення кількості кілець і значення кута максимальної переорієнтації, становило $t \approx 1000$ сек. Такий час відповідав результатам отриманим в ході опромінення комірки зі сторони командної підкладинки. А твіст-структури зберігали стабільний розподіл кута повороту на протязі тривалого періоду часу (більше 1 року), як у випадку однорідної твіст-деформації, отриманої в ході опромінення комірки зі сторони командної підкладинки, так і для твіст-деформації з просторово неоднорідним розподілом директора, отриманої в ході опромінення зі сторони референтної підкладинки.

2.3. Модель процесу формування неоднорідних твіст-структур на поверхні халькогенідної плівки

Формування неоднорідних твіст структур на поверхні халькогенідної плівки пояснюється ланцюжком з явищ що відбуваються у Рідиннокристалічній комірці:

- Енергія світла поглинається халькогенідною плівкою, що, як наслідок призводить до її нагрівання.
- Теплова енергія передається від халькогенідної плівки до рідинного кристалу.
- Нагрівання РК призводить до зміни двопронизломлення.
- Як наслідок того, що нагрівання відбувається неоднорідно по всьому об'ємі рідинного кристалу у комірці, стан поляризації світла в площині халькогенідної плівки буде розподілений неоднорідно.
- Так як цей розподіл має осцилюючий характер, це призводить до відповідного розподілу фото індукованої осі легкого орієнтування та енергії зчеплення, такий розподіл призводить до, відповідної, просторової модуляції директора рідинного кристалу на поверхні халькогенідної плівки і формування концентричних твіст-структур в комірці.

2.4. Теоретична оцінка розподілу температури, в комірці з рідинним кристалом, в ході опромінення

Розглянемо процес формування неоднорідних, концентричних твіст-структур показаних на рис.1.9. Просторовий розподіл температури в об'ємі рідинного кристалу після передачі тепла від нагрітої світлом халькогенідними плівки можна оцінити шляхом розв'язання рівняння теплопровідності з джерелами і певними граничними умовами що будуть відповідати системі що складається з декількох шарів, матеріалів з різною теплопровідністю.

Для того, щоб отримати розв'язок рівняння теплопровідності, були використані такі наближення:

- Інтенсивність у світловому промені лазера циліндрично-симетрична, та розподілена згідно Гауссового розподілу.
- Анізотропія теплопровідності і теплоємності рідинного кристалу щодо напрямку орієнтації директора, дуже мала, тому, будемо вважати, що тепло розповсюджується в комірці ізотропно.

Зважаючи на це, можна записати рівняння теплопровідності в циліндричній системі координат таким чином, що вісь Z спрямована по нормалі до площини халькогенідної плівки, а початок координат розташований безпосередньо на поверхні халькогенідної плівки, у точці де інтенсивність світла, у лазерному промені, що падає на халькогенідну плівку, максимальна.

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} + a_i \nabla^2 T_i(r, z) = \frac{9\lambda\sigma t}{C_v \sqrt{2\pi}} I_0 e^{g z / L_0} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2) \quad (2.2)$$

У рівнянні (2.2)

T_i - позначає температуру в i -му шарі,

i -це всі шари комірки $i = 1-5$,

a_i - коефіцієнт теплопровідності i -го шару,
 C_v - теплоємність халькогенідної плівки при постійному об'ємі,
 I_0 - інтенсивність в центрі променя що опромінює комірку ($r = 0$),
 α_{ch} - коефіцієнт поглинання халькогенідної плівки,
 σ - повна ширина на половині максимуму інтенсивності лазерного променя,
 r - координата в циліндричній системі координат, яка відраховується від центру лазерного променя,
 z_{ch} - товщина халькогенідної плівки,
 z - координата уздовж осі Oz , яка спрямована перпендикулярно площині комірки.

У нашому випадку необхідно враховувати граничні умови:

$$T_i = T_{i+1}, \quad (2.3)$$

$$a_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} = a_{i+1} \frac{\partial^2 T_{i+1}}{\partial z^2} \quad (2.4)$$

де (2.3) вказує на рівність температур на границі між сусідніми шарами та (2.4) на збереження потоку тепла проходить через ці границі

Варто зазначити, що інтенсивність світла доволі низька, а, також те, що шари ІТО та халькогеніду мають дуже малий вплив на теплопередачу по осі Z через їх малу товщину, в порівнянні з іншими шарами, тому цим впливом можна знехтувати.

Також ми нехтуємо поглинанням, розсіюванням світла та нелінійними оптичними ефектами в усіх шарах крім халькогенідної плівки, через їх незначущість, у порівнянні з іншими ефектами, що розглядаються.

Для того, щоб знайти розв'язок рівняння теплопровідності, нами було використано обчислювальний пакет PDEsolve, призначений для розв'язку

диференціальних рівнянь з частинними похідними, який є частиною системи комп'ютерної алгебри Octave.

При обчисленні використовувалися наступні експериментальні параметри $T_1(t=0) = T_2(t=0) = 300$ К, $a_1 = a_2 = 1,38$ Вт/м·К; $a_3 = 1,02$ Вт/м·К; $a_4 = 1,15$ Вт/м·К; $a_5 = 1,048$ Вт/м·К; $a_6 = 1,053$ Вт/м·К; $C_v = 0,084$ Дж/К; $I_0 = 30$ Вт / см²; $\sigma = 0,7$ мм; і $\alpha_{ch} I_{ch} = 0.9$.

У результаті проведеного, числовими методами, обчислення було отримано розподіл температури, в комірці, заповненій нематичним рідинним кристалом (Рис.2.7.) (Рис. 2.8.).

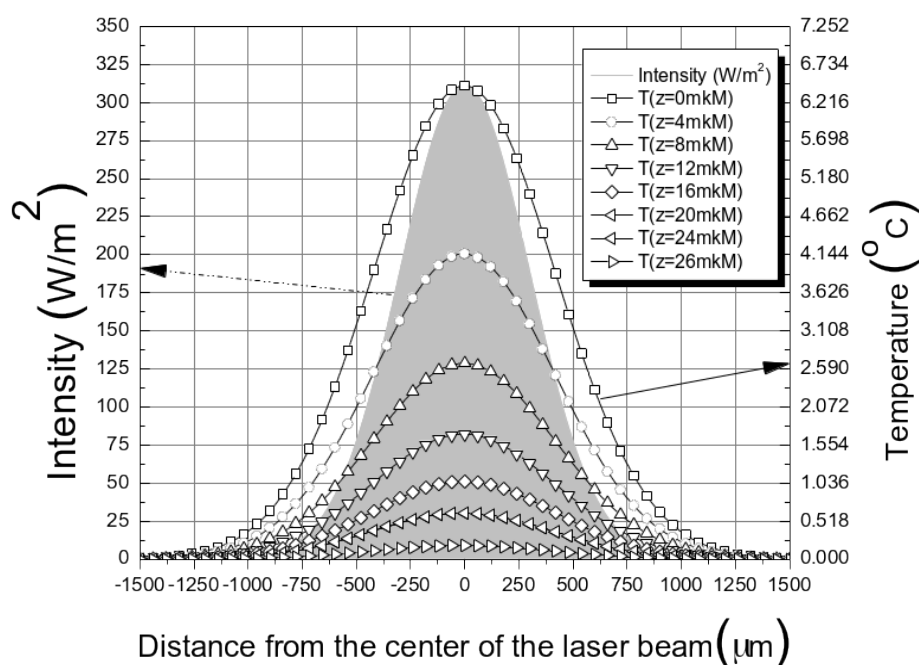


Рис. 2.8. Розподіл інтенсивності $I(r)$ світла в лазерному промені (сіра крива).

Розподіл температури $T(r)$ в об'ємі рідинного кристалу на різних відстанях від поверхні халькогенідної плівки (криві з фігурами).

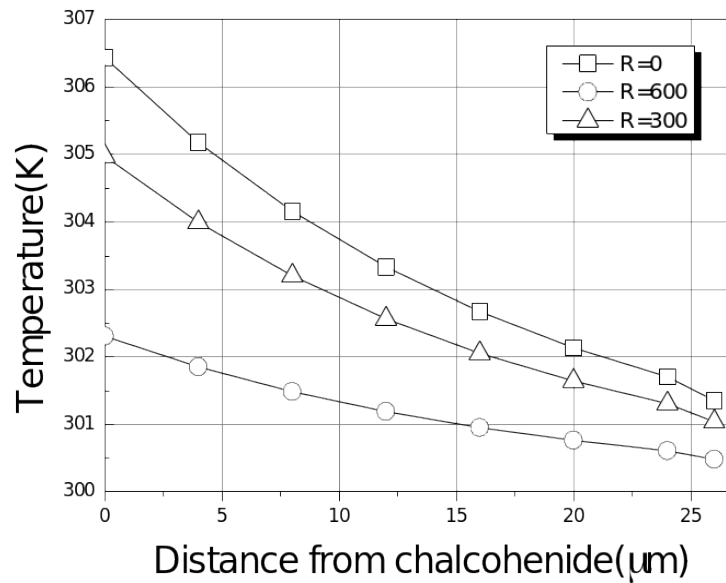


Рис. 2.9. Залежність температури в рідинному кристалі від відстані, по осі OZ, до халькогенідної плівки для різних відстаней (r) від центру пучка.

Видно, що температура в об'ємі комірки спадає з віддаленням від халькогеніду, а розподіл температури в об'ємі рідинного кристалу істотно неоднорідний.

2.5. Оцінка розподілу двопронезаломлення

Відомо що двопронезаломлення рідинного кристалу залежить від температури і, в нагрітому рідинному кристалі, його розподіл, відповідно, буде залежати від розподілу температури [53]. Відповідно при співставленні залежності двопронезаломлення від температури із розподілом тепла в Комірці ми можемо отримати розподіл значень показників заломлення, звичайної та незвичайної хвилі, в об'ємі рідинно-ристалічної комірки. (Рис. 2.9.; Рис.2.10.)

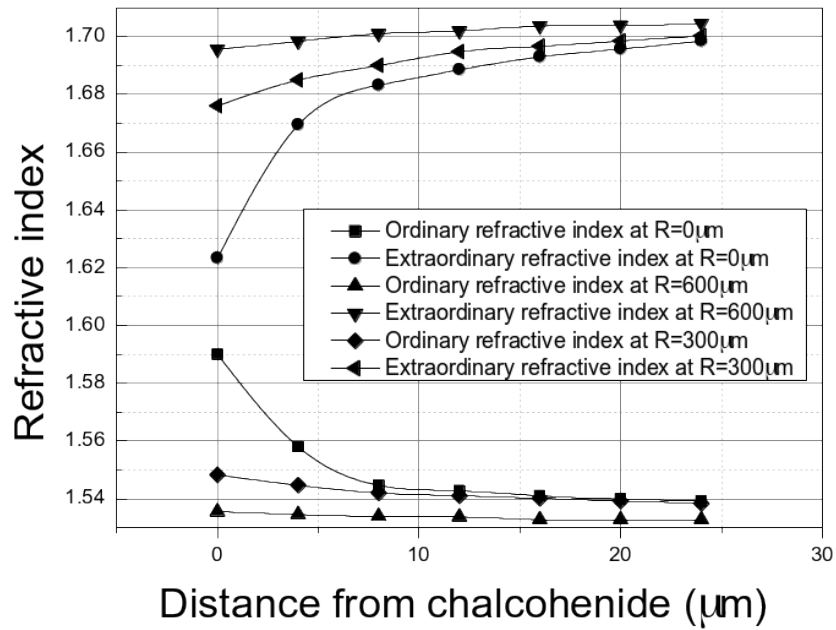


Рис. 2.10. Залежність показників заломлення, звичайної та незвичайної хвилі, від відстані до халькогенідної плівки вглиб рідинного кристалу по напрямку вісі OZ.

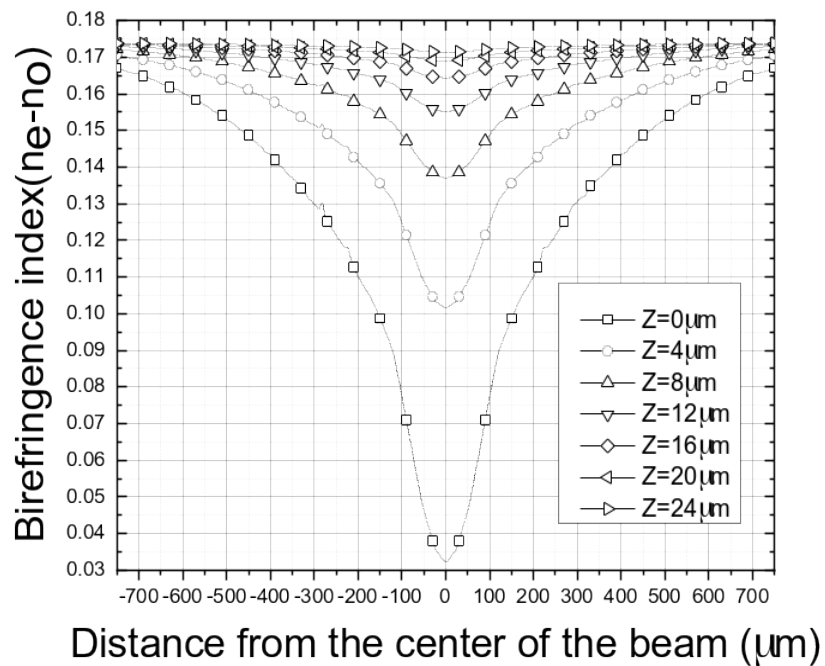


Рис. 2.11. Залежність двопронезаломлення рідинного кристалу 5СВ для різних відстаней від центру лазерного пучка, на відстані відстані від халькогенідної плівки $z=0; 4; 8; 12; 16; 20$ і 24 мкм.

2.6. Розподіл поляризації та інтенсивності світла в рідинно-кристалічний комірці

Зміна розподілу двопротенезаломлення в об'ємі рідинного кристалу, при зміні температури, після передачі тепла, від халькогенідної плівки, яка поглинула енергію лазерного випромінювання, та перетворила її у теплову, призводить до зміни швидкості світла, що поширюється в об'ємі комірки, як для звичайної (о-хвиля), так і для незвичайної (е-хвиля) хвилі. Як наслідок має місце розподіл затримки фази (5) між «о» і «е» хвилею, це призводить до модуляції напрямку сумарного вектора поляризації світла на поверхні халькогенідної плівки.

$$\varphi_a = \frac{2\pi}{\lambda} L \int_0^L \Delta n(r, z) dz. \quad (2.5)$$

Як відомо, вісь легкого орієнтування рідинного кристалу, на халькогенідній поверхні, наводиться перпендикулярно до напрямку поляризації падаючого світла [52]. Отже, на напрямок директора може вплинути тільки компонента поляризації, яка індукує вісь легкого орієнтування перпендикулярну напрямку директора до початку опромінення, тобто компонента світла, паралельна до початкового напрямку орієнтації директора. Методом чисельних обчислень була отримана залежність інтенсивності паралельної директору компоненти поляризації світла на халькогенідній плівці (Рис.2.12).

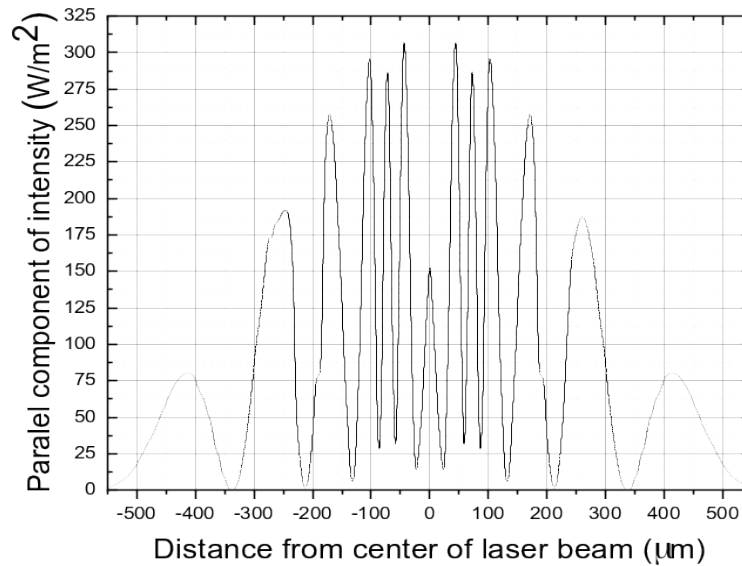


Рис. 2.12. Залежність інтенсивності, паралельної директору, компоненти поляризації світла, на халькогенідній плівці.

2.7. Оцінка кута переорієнтації директора рідинного кристалу на поверхні халькогенідної плівки

Значення кута переорієнтації директора визначається енергією зчеплення, яка асоційована з фотоіндукованою віссю легкого орієнтування і залежить від інтенсивності світла. Отже, енергія зчеплення також буде залежати і від інтенсивності, а саме буде пропорційна ексцентриситету еліпса поляризації, падаючого, на халькогенідну плівку, світла: $W = q\varepsilon(E)$. Де W -Енергія зчеплення, q -коефіцієнт пропорційності, ε - ексцентриситет, E - напруженість світлового поля. Також, слід пам'ятати, що при нульовій інтенсивності світла директор не змінює свого положення.

Раніше йшлося про те, що енергія зчеплення пропорційна куту переорієнтації директора і описується виразом (1) [52]

Використовуючи ці співвідношення ми можемо отримати, однозначне, значення енергії зчеплення рідинного кристалу з халькогенідною поверхнею (Рис.2.13.) і, відповідно, розподіл кута повороту директора в неоднорідній твіст-структурі (Рис. 2.14)

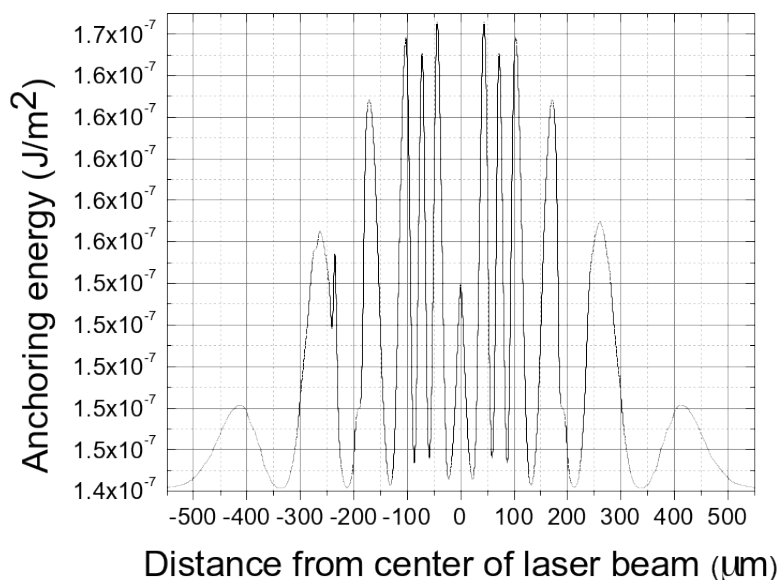


Рис 2.13. Залежність фотоіндукованої енергії зчеплення рідинного кристалу з халькогенідною поверхнею, від відстані до центру лазерного пучка.

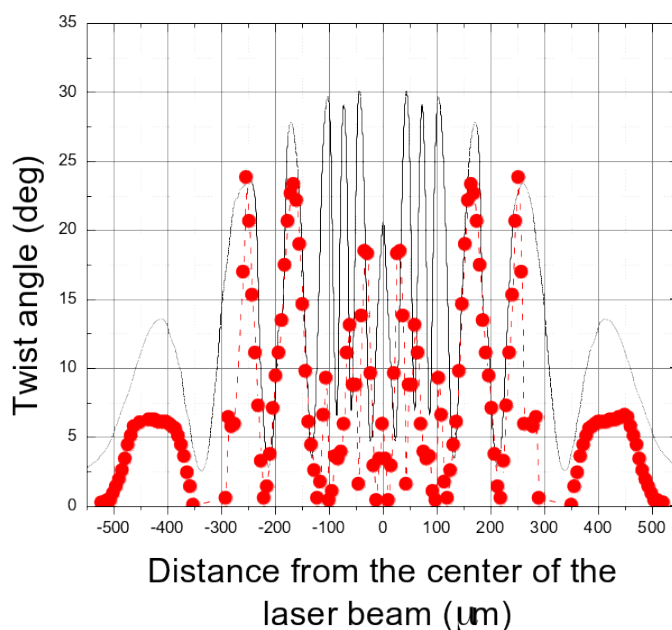


Рис.2.14. Розподіл кута обертання директора РК, на халькогенідній поверхні: Символьна лінія - експериментальний результат, Суцільна - теоретична оцінка

Як можна бачити з Рис.2.14. запропонована модель добре описує, отримані в ході експерименту результати. Обрахована крива, якою описується розподіл зміни напрямку орієнтації директора рідинного кристалу, на поверхні халькогенідної плівки, якісно співпадає з аналогічною кривою отриманою експериментально.

Подальші дослідження та моделювання показали, що модель формування кільцеподібних твіст-структур в наслідок зміни двопроменезаломлення, в рідинному кристалі, нагрітому через передачу тепла від, нагрітої лазером халькогенідної плівки, добре описує експериментальні результати та дозволяє з високою точністю оцінити положення твіст структур та кут переорієнтації рідинного кристалу, на поверхні халькогенідної плівки, при опроміненні через об'єм рідинного кристалу, зі сторони референтної підкладки.

Висновки до розділу 2

Вперше отримано структуру концентричних кілець, на фото чутливій поверхні халькогеніду, в комірці заповненій прозорим рідинним кристалом. Візерунок спостерігали у комбінованій комірці, що складалася з двох підкладок розділених рідинним кристалом, що опромінювалась лінійно поляризованим світлом.

Встановлено, що внаслідок опромінення, заповнених рідинним кристалом комірок, поляризованим лазерним світлом, що має гаусовий розподіл інтенсивності та довжину хвилі 532 нм., призводить до зміни орієнтації рідинного кристалу, на поверхні халькогеніду. В залежності від геометрії опромінення, розподіл буде відрізнятися. Так, при опроміненні заповненої комірки, зі сторони халькогенідної плівки, в опроміненій області, формується однорідна твіст, структура, в якій максимальний кут переорієнтації директора складає $\varphi = 35^\circ$, що відповідає енергії зчеплення $W = 3 \cdot 10^{-6}$ Дж/м². Однак, опромінення заповненої рідинним кристалом комірки, зі сторони референтної підкладки, призводить до

формування незвичайних твіст-структур, з неоднорідно розподіленою орієнтацією директора, на поверхні халькогенідної плівки. Такі твіст-структури, в ході дослідження, в поляризаційному мікроскопі, мають вигляд світлих і темних, концентрично розташованих, кілець.

Якісно, причина формування цих незвичайних твіст-структур, може бути пояснено таким чином:

- Поглинання світла халькогенідним шаром в комірці призводить до нагрівання халькогенідної плівки.

- Відбувається передача тепла в об'єм рідинного кристалу.

- Зміна температури рідинного кристалу призводить до зміни двопронизломлення.

- Зміна двопронизломлення призводить до просторової модуляції стану поляризації в площині халькогенідної плівки.

- Як наслідок, має місце модуляція осі легкого орієнтування та енергії зчеплення, що призводить до формування неоднорідних твіст-структур, в комірці, на поверхні халькогенідного, фотоорієнтуючого шару.

РОЗДІЛ 3: ВИКОРИСТАННЯ ФОТООРІЄНТАЦІЇ ДЛЯ СТВОРЕННЯ ОПТИЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ

3.1. Фотоорієнтація на халькогенідній поверхні

Ефект фотоорієнтації рідинних кристалів є дуже актуальним та активно вивчається протягом вже більш як 20 років через широку кількість перспектив використання та ряд цікавих фундаментальних аспектів. [1] Можливість безконтактного контролю основних параметрів орієнтації рідинного кристалу, таких як енергія зчеплення рідинного кристалу з підкладинкою, просторовий розподіл вісі легкого орієнтування та кут переднахилу, робить цей метод дуже привабливим як для дослідницьких лабораторій, так і для промислового застосування. Одним з перспективних фотоорієнтуючих матеріалів є халькогенідні скла.

Світлоіндукована анізотропія, викликана поляризованим світлом, в багатьох халькогенідних склах, була виявлена більш як 30 років тому [54]. З тих пір були опубліковані сотні робіт, які прояснюють ці ефекти і відкривають нові [55-56]. У більшості цих робіт говориться, що походження і механізм фотоіндукованої анізотропії невідомі, незважаючи на зростаюче число детальних теорій, спрямованих на їх пояснення.

Застосування цих неорганічних сполук було запропоновано у статті [43] де автори виявили ефект орієнтації рідинного кристалу на плівці халькогенідного скла As_2S_3 після опромінення рідинно-кристалічної комірки поляризованим синім світлом. Фотоорієнтація рідинного кристалу на іншому типі халькогенідного скла ($As_{20}Se_{80}$) в рідинно-кристалічній комірці було також виявлено в [57] і використано для запису голограм. [58]. У роботі [59] Гельбатор зі співавторами спостерігали світлоіндуковану орієнтацію рідинного кристалу після опромінення халькогенідної плівки, перед заповненням комірки, поляризованим світлом.

Характеристики фотоорієнтації при опроміненні халькогенідного шару, до і після заповнення комірки, відрізнялися, що було показано та пояснено у роботі [60].

У випадку з опроміненням, поляризованим світлом, не заповненої комірки, фотоорієнтація пов'язана з наведенням світлоіндукованої анізотропії молекул, в шарі халькогеніду.

У випадку з опроміненням, поляризованим світлом, заповненої, рідинним кристалом комірки, фотоорієнтація пов'язана зі світлоіндукованою адсорбцією молекул рідинного кристалу.[61,62]

Зазвичай фотоорієнтація рідинного кристалу на халькогенідних плівках вивчається або при опроміненні халькогенідного скла до заповнення комірки, або при опроміненні халькогенідної плівки в комірці з рідинного кристалу в нематичній фазі. Однак, сильне двопронизломлення рідинного кристалу впливає на поширення променя світла в рідинно-кристалічній комірці і може серйозно вплинути на остаточну картину фотоорієнтації директора. У той же час фотоорієнтація рідинного кристалу на полімерних, металевих і органотіолових також може бути отримана шляхом опромінення рідинно-кристалічної комірки, що знаходяться в ізотропній фазі. [63-65]

3.2. Формування поляризаційних структур на поверхні фото чутливого шару

Найбільш простою структурою, яку можна отримати шляхом фотоорієнтації рідинного кристалу, на фоточутливій поверхні, є розподіл що відповідає формі профілю інтенсивності світла в лазерному пучку. У нашому випадку халькогенідний шар опромінювався поляризованим лазерним світлом, розподіл інтенсивності в якому відповідав Гауссовому розподілу, що потрапляло на фоточутливу підкладку з зовнішньої поверхні халькогеніду. Комірка заповнювалася рідинним кристалом в ізотропній фазі відразу після опромінення і охолоджувалася до нематичної фази. Під час охолодження комірка була розміщена на розігрітому металевому блоці референтною підкладкою до блока,

такий метод був необхідний для того, щоб забезпечити низьку швидкість охолодження комірки до кімнатної температури. Час охолодження такої комірки, до кімнатної температури, складав приблизно 90 хв. Для цих умов, перехід в нематичну фазу починався від тестової підкладки, що забезпечувало значно більш високу якість фотоорієнтації. [60,63]

Як було показано в попередньому розділі, стабільні однорідні твіст-текстури спостерігалися між паралельними поляризаторами, коли світло спершу потрапляло на командну поверхню після чого розповсюджувалося в об'єм рідинного кристалу. Аналіз твіст-структур показав, що орієнтація директора на референтній поверхні залишалася паралельною початкового напрямку натирання, а директор змінював напрямок від початкового положення лише на командній поверхні рис. 1.6

Індукована світлом переорієнтація директора на халькогенідній поверхні залежить від інтенсивності пучка I_{in} та часу експозиції t_{exp} . Кут переорієнтації директора на халькогенідній поверхні ϕ збільшувався пропорційно інтенсивності світла I_{in} у всіх діапазонах інтенсивності.

3.3. Керування розподілом фазової затримки в рідинно-кристалічній комірці

Формування індукованої світлом орієнтаційної модуляції на світлочутливій поверхні в комбінації з чверть хвильовою пластинкою може бути використано для формування розподілу затримки фази, значення якого відповідає розподілу кута поляризації світла що задається попередньо записаним кутом переорієнтації директора.[10] Так як поляризоване світло, що проходить через рідинний кристал в товстій комірці розповсюджується згідно режиму Могена, коли характерна різниця оптичних шляхів звичайної та незвичайної хвиль перевищує довжину хвилі світла λ , тобто поляризація світового пучка при проходженні рідинно-кристалічної комірки відповідає куту повороту директора [66–68]. Цей ефект

може бути використаний для побудови оптичних пристроїв, таких як призми, лінзи тощо.[69]

Хвильова теорія світла дозволяє розглядати процес проходження світла через оптичний прилад, як результат дифракційного і інтерференційних явищ, що виникають при проходженні світла через оптичний прилад чи оптичну систему. [70-72]

Оптичні прилади створюють розподіл затримки фази що відповідно призводить до формування такої інтерференційної картини, що змінює напрямок розповсюдження променя. Наприклад в призмі розподіл фазової затримки є лінійним що відповідно призводить рівномірної зміни напрямку розповсюдження світла. [73] Сформувавши відповідний розподіл фазової затримки в оптичній системі можна отримати відповідний розподіл інтенсивності світла.

Для того, щоб сформувати розподіл фазової затримки, було використано той факт, що, у чверть хвильовій пластинці, оптичний шлях звичайної та незвичайної хвилі відрізняються, а інтенсивність кожної з компонент залежить від початкової поляризації світла. [69]

Використовуючи фотоорієнтацію рідинного кристалу на фото чутливій поверхні, можна записати відомий та необхідний розподіл орієнтації.

У комірці де світло розповсюджується згідно режиму Могена, [66–68] вихідний розподіл поляризації буде відповідати розподілу орієнтації рідинного кристалу на фото чутливій поверхні.

Розподіл поляризації світла, що проходить через чверть хвильову пластинку, призведе до відповідного розподілу інтенсивності звичайної та незвичайної компонент світла.

Лінійна поляризація світла, що проходить через пластинку $\lambda/4$, перетворюється у еліптичну, еліптичність і напрямок якої залежить від кута між віссю пластинки $\lambda/4$ та напрямком поляризації падаючого світла.

Так, наприклад, якщо азимут поляризації світла становить $\pi / 4$ до осі пластини $\lambda / 4$, то поляризація є круговою.

У той же час, еліптична поляризація, що сформувалася в наслідок проходження пластини $\lambda/4$, має розподіл затримки фази, що залежить від початкового кута між напрямком поляризації світла та віссю пластинки $\lambda/4$.

Після проходження світла через чверть хвильову пластинку, можна виокремити сумарну компоненту від звичайного та незвичайного променя, за допомогою поляризатора, що розташований під кутом 45° до вісі чверть хвильової пластинки. Розподіл фази такої компоненти буде відповідати розподілу кута орієнтації рідинного кристалу на поверхні фотоорієнтанту. (Рис. 3.1.)

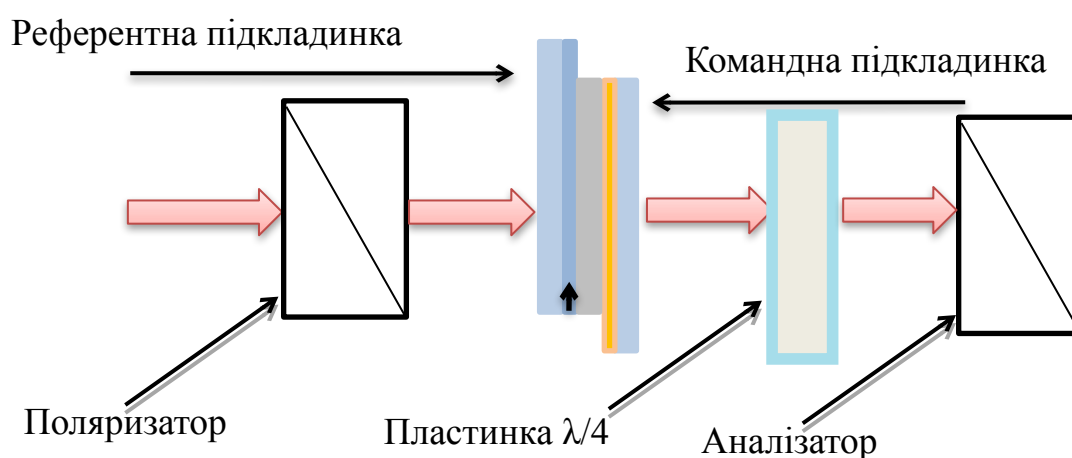


Рис.3.1. Приклад оптичного рідиннокристалічного пристрою, на основі створення розподілу фазової затримки

Таким чином сформувавши розподіл поляризації, що проходить через пластину $\lambda/4$, ми отримаємо відповідний, до кута ϕ , між віссю пластини $\lambda/4$ та напрямком поляризації, розподіл фазової затримки.

3.4. Використання формування просторового розподілу поляризації світла для керування напрямком розповсюдження світла.

Однією з головних переваг фотоорієнтації рідинного кристалу є те, що цей метод, дає можливість сформувати будь-яку картину орієнтації молекул рідинного кристалу, на фото чутливій поверхні.

Оптичні прилади створюють розподіл затримки фази що відповідно призводить до формування такої інтерференційної картини, що змінює напрямок розповсюдження променя. Наприклад в призмі розподіл фазової затримки є лінійним що відповідно призводить рівномірної зміни напрямку розповсюдження світла. [73] Сформувавши відповідний розподіл фазової затримки в оптичній системі можна отримати відповідний розподіл інтерференційної картини.

Для того, щоб сформувати розподіл фази що відповідає звичайній, трикутній, призмі, потрібно сформувати, на керуючій підкладинці, розподіл кута переорієнтації рідинного кристалу, що змінюється лінійно ($\varphi(x)=kx$ де x -координата по вісі ОХ, $\varphi(x)$ кут між орієнтацією рідинного кристалу на референтній підкладинці та керуючій підкладинці, k -коефіцієнт пропорційності)

Для того, щоб оцінити розподіл затримки фази $\Delta\varphi$, що формується трикутною призмою, що має показник заломлення n , який призводить до відхилення напрямку розповсюдження світла від початкового на кут ψ , необхідно вирахувати оптичний шлях, що проходить світло в кожній частині призми.

Для зручності розрахунків будемо враховувати, що світло падає під прямим кутом до вхідної грані призми.

Оптичний шлях світла що проходить через призму залежить від її форми, тобто відхилення світла від початкового шляху залежить від кута між гранями призми.

$$\sin(\beta)=n \cdot \sin(\alpha) \quad (3.1.)$$

$$\sin(\alpha)=\frac{h}{\sqrt{h^2+d^2}} \quad (3.2)$$

$$\sin(\psi)=\sin(\beta-\alpha) \quad (3.3)$$

Відповідно, світло, проходячи через таку призму, в наслідок розподілу оптичного шляху отримує, розподілений відповідно до форми призми, розподіл затримки фази $\Delta\varphi$.

$$\Delta\varphi=\frac{2\pi h}{n \cdot \lambda} \quad (3.4)$$

Знаючи розподіл фазової затримки $\Delta\varphi$, що необхідно сформувати оптичним приладом для формування такої інтерференційної картини, що змінює напрямок розповсюдження променя на кут ψ . Ми можемо побудувати прилад, що сформує аналогічну інтерференційну картину та створить відповідну затримку фази $\Delta\varphi$.

Для того, щоб сформувати розподіл фазової затримки, було використано той факт, що, у чверть хвильовій пластинці, оптичний шлях звичайної та незвичайної хвилі відрізняються, а інтенсивність кожної з компонент залежить від початкової поляризації світла. [69]

Керуючи початковим розподілом поляризації світла, що потрапляє на чверть хвильову пластинку можна отримати розподіл різниці інтенсивності звичайної та незвичайної хвилі.

Виокремивши сумарну компоненту звичайної та незвичайної хвилі за допомогою поляризатора, що розташований під кутом 45° до вісі чверть хвильової пластинки, можна отримати світловий пучок, в якому, фазовий розподіл буде відповідати початковому розподілу поляризації.

Сформувати розподіл поляризації, що потрапляє на чверть хвильову пластинку, можна використовуючи той факт, що світло, що проходить через товсту, рідинно-кристалічну комірку, розповсюджується у ній згідно режиму Могена.

Режимом Могена називається випадок коли характерна різниця оптичних шляхів звичайної та незвичайної хвиль перевищує довжину хвилі світла λ , тобто виконується умова режиму Могена $\lambda \ll \Delta n \cdot p$, що означає, що кут повороту початкової поляризації світового пучка при проходженні рідинно-кристалічної комірки відповідає куту повороту директора [66-68].

Для прикладу поляризація світлового пучка при проходженні твіст-комірки, напрямки орієнтації рідинного кристалу, на протилежних орієнтуючих поверхнях, перпендикулярні одне до одного, повертається на 90° . При досить великих товщинах комірки ($L > 10$ мкм) умова Могена виконується для всіх довжин хвиль

видимого діапазону. У паралельних поляризаторах така комірка не пропускає світло.

Для того, щоб сформувати фазову затримку, аналогічну тій що формує трикутна призма, що відхиляє промінь, від початкового напрямку поширення, на кут ψ , необхідно сформувати лінійний розподіл кута переорієнтації рідинного кристалу на керуючій поверхні від 0 до $\Delta\varphi$ на проміжку довжиною d .

Таким чином, оцінити розподіл значення кута переорієнтації молекул рідинного кристалу, на керуючій поверхні, необхідний для відхилення світлового променя на кут ψ , Необхідно розв'язати рівняння:

$$\sin(\psi) = \sin \left(\arcsin \left(\frac{\Delta\varphi \lambda n^2}{2\pi \sqrt{\left(\frac{\Delta\varphi \lambda n}{2\pi} \right)^2 + d^2}} \right) - \arcsin \left(\frac{\Delta\varphi \lambda n}{2\pi \sqrt{\left(\frac{\Delta\varphi \lambda n}{2\pi} \right)^2 + d^2}} \right) \right) \quad (3.5)$$

Таким чином така система сформує фазовий розподіл, що призведе до відхилення світла від початкового напрямку розповсюдження на кут ψ .

Фотоорієнтація рідинного кристалу дає можливість сформувати не тільки лінійно розподілений фазовий розподіл, а й більш складну картину, що дозволить використовувати таку систему для фокусування світла.

3.5. Формування фокуруючих систем шляхом створення розподілу фазової затримки.

Пристрої, призначені для фокусування світла, активно використовуються, як у повсякденному житті, так і в спеціалізованій техніці. Зазвичай під фокуруючою системою мається на увазі лінза. Під лінзою, найчастіше, мають на

увазі прозоре тіло, обмежене двома сферичними поверхнями. Якщо товщина самої лінзи мала в порівнянні з радіусами кривизни сферичних поверхонь, то лінзу називають тонкою.[70]

Світло, що проходить через такий пристрій, отримує розподіл фазової затримки, що, в результаті дифракції, призводить до його фокусування, де фокусування або іншої зміни конфігурації його розповсюдження.[74]

Лінзи входять до складу практично всіх оптичних приладів і, в сучасному світі, стали необхідним пристроєм, у всіх областях технологій.

Зважаючи на все більшу мініатюризацію сучасних пристроїв, а також зростаючий попит на високу якість оптичних пристроїв, із застосуванням новітніх технологій, стає актуальною задача про пошук нових, мініатюрних і в той-же час дешевих пристроїв управління світловим пучком. Для побудови таких, мініатюрних, пристроїв можна використати, запропонований вище, пристрій, для керування розподілом затримки фази. Більш того, такий пристрій дає можливість не тільки сформувати розподіл фазової затримки, а й, з високою точністю, керувати ним, шляхом прикладення, до пристрою, електричного поля. Керування таким пристроєм, прикладаючи електричне поле, дозволяє зменшити кількість рухомих деталей, в оптичному пристрої, а також, сприяти його мініатюризації та стійкості до перенавантажень.

Як відомо, сферична аберація - одне з основних джерел спотворень в оптичних приладах. Вона з'являється в системах, що містять елементи зі сферичними поверхнями. Причина сферичної аберації в тому, що окремі кільцеві зони оптичної системи фокусують зображення об'єкта на різних відстанях від об'єктива, тобто світлові промені, що проходять крізь крайові зони сферичної лінзи, фокусуються ближче до них, ніж ті, що пройшли, через неї, ближче до центру.[75]

Проте, від сферичних поверхонь не відмовляються, тому що вони простіше у виготовленні, ніж асферичні, в результаті чого сферична аберація присутня в

більшості оптичних систем, в тому числі телескопів, і, часом, якщо величина сферичної аберації значна, вона істотно впливає на якість кінцевого зображення.

Спеціальним підбором сферичних лінз, в оптичній системі, можна, майже повністю, усунути аберацію, однак, такий підхід суттєво збільшує розміри оптичної системи.

Використовуючи асферичні лінзи можна повністю позбутися від аберацій, однак вони дуже дорогі і складні у виготовленні.

Основною перевагою, запропонованої вище системи, є те, що вона, шляхом фотоорієнтації, дозволяє сформувати розподіл фазової затримки, що буде відповідати, оптичному приладу, будь якої складності. Це дозволяє як позбавитися аберацій, так і не використовувати оптичну систему великих розмірів.

Покажемо на прикладі формування розподілу фазової затримки, що відповідає тому, що створює лінза параболічної форми:

3.1.1. Формування фазової затримки що відповідає параболічній лінзі

Розглянемо оптичний прилад, що створює розподіл затримки фази, аналогічний тому, що отримує світло, що пройшло через лінзу, що має форму параболоїда обертання.

Зважаючи на той факт, що параболічна лінза має циліндричну симетрію, відносно центру лінзи, ми можемо розмістити там початок координат. Тоді при обрахунках, у запропонованій системі, розподіл параметрів, притаманних світлу, що проходить через такий оптичний прилад, буде розподілений симетрично відносно вісі, лінзи та не буде залежати від азимутального кута. В такому випадку, ми можемо розглядати задачу як двовимірну.

Розглянемо параболічну лінзу як систему, нескінченно маленьких частин, трикутних призм, заломлюючий кут яких, залежить від відстані від центру лінзи

(r). Тоді відстань від точки проходження променя через лінзу до перетину дотичної, в цій точці, з віссю OR ($d(r)$), буде визначатися як:

$$d(r) = \frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi \cdot \frac{d(\Delta\varphi(r))}{dr}} \quad (3.6)$$

λ – Довжина хвилі світла, що проходить через оптичний прилад

n – показник заломлення

$\Delta\varphi(r)$ – Розподіл фазової затримки, що відповідає параболічному розподілу.

r – відстань від центру лінзи, до точки проходження променя через лінзу

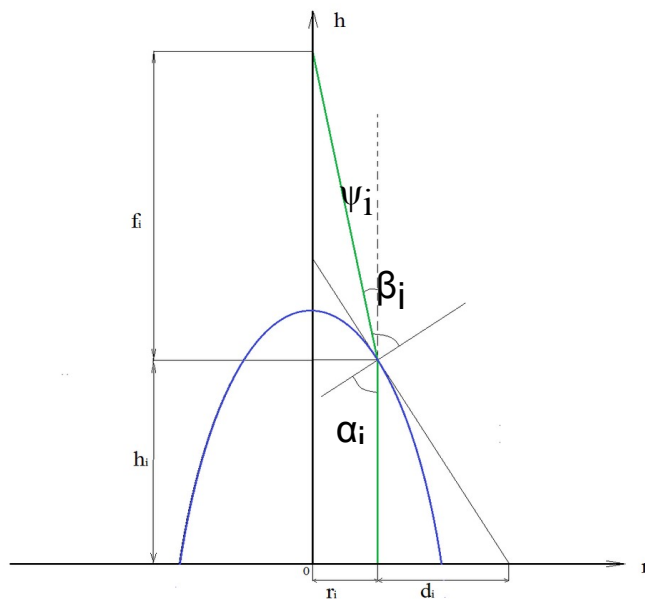


Рис. 3.2. Схематичне зображення розповсюдження світла через параболічну призму

Тоді, кут ψ_i , на який відхилиться промінь, що потрапляє на оптичний прилад, параболічної форми, на відстані r від центру лінзи, буде визначатися як:

$$\sin(\psi) = \sin \left(\arcsin \left(\frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n^2}{2\pi \sqrt{\left(\frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi \cdot \frac{d(\Delta\varphi(r))}{dr}} \right)^2}} \right) - \arcsin \left(\frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi \sqrt{\left(\frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi \cdot \frac{d(\Delta\varphi(r))}{dr}} \right)^2}} \right) \right) \quad (3.7)$$

За визначенням, фокусом, оптичного приладу, називається точка, на оптичній осі, в якій збираються всі промені, що йдуть паралельно оптичній осі

А, фокусною відстанню називається відстань від точки фокуса до площини лінзи. [76]

Тоді, для того, щоб побудувати оптичний прилад, що буде створювати фазову затримку, аналогічну до тої, що створює лінза параболічної форми, нам необхідно створити відповідний фазовий розподіл.

Як було показано вище, у схемі, що складається з поляризатора, комірки, заповненої рідинним кристалом, чверть хвильової пластинки та аналізатора (Рис. 2.2.), можна створити фазовий розподіл, що буде мати необхідний розподіл.

Величина фазової затримки, в такій схемі, як раніше було показано, відповідає куту, між напрямком поляризації світла та віссю чверть хвильової пластинки.

Розподіл кута, між напрямком поляризації світла та віссю чверть-хвильової пластинки, задається шляхом фотоорієнтації.

Перед заповненням фотоорієнтуюча поверхня опромінюється лінійно поляризованим світлом. Величина вісі легкої орієнтації, що утворюється на фото чутливій поверхні залежить від інтенсивності світла, що потрапляє на неї.

Модулюючи величину інтенсивності світла, що потрапляє на фото чутливу поверхню, можна створити розподіл вісі легкого орієнтування, що буде відповідати параболічному розподілу. В результаті, після заповнення комірки, що складається з двох скляних підкладинок, на одній з яких нанесений однорідно-

орієнтований шар полііміду, а на іншу попередньо опромінений шар фотоорієнтанту, ми отримаємо комірку, проходячи через яку, лінійно-поляризоване світло, отримує розподіл кута між початковим та поточним напрямком поляризації.

Таке формування розподілу поляризації стає можливим завдяки тому, що світло у товстій, рідинно-кристалічній комірці, розповсюджується згідно режиму Могена, тобто напрямок поляризації буде зберігатися відносно орієнтації молекул Рідинного кристалу.

Таким чином, світло, що проходить через систему, що складається з поляризатора, рідинно-кристалічної комірки, що модулює розподіл напрямку вектора поляризації світла, чверть хвильової пластинки та аналізатора, отримує розподіл фазової затримки, що відповідає, у випадку, що ми розглядаємо, параболічній лінзі.

Фокусна відстань, такої лінзи буде описуватися рівнянням:

$$f(r) = r \cdot \operatorname{tg} \left[\arcsin \left(\frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n^2}{2\pi \sqrt{\left(\frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi \cdot \frac{d(\Delta\varphi(r))}{dr}} \right)^2}} \right) - \arcsin \left(\frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi \sqrt{\left(\frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi \cdot \frac{d(\Delta\varphi(r))}{dr}} \right)^2}} \right) \right] \quad (3.8)$$

Для прикладу візьмемо лінзу що має діаметр 400 μm та знайдемо фокусну відстань, в залежності від максимального кута між орієнтацією рідинного кристалу на референтній підкладинці, на котрій нанесено однорідно-орієнтований шар полііміду, та тестовій, на якій нанесено шар фотоорієнтанту, що задає розподіл кута повороту директора відносно референтної підкладинки.

Фокусну відстань параболічної лінзи можна також оцінити виходячи з розподілу оптичного шляху світла, що проходить через оптичний прилад.

$$F = \frac{1}{\frac{d^2 h(r)}{dr^2}} \quad (3.9)$$

Де:

F - фокусна відстань для оптичного приладу форма якого описується функцією $h(r)$;

r – відстань від центру оптичного приладу.

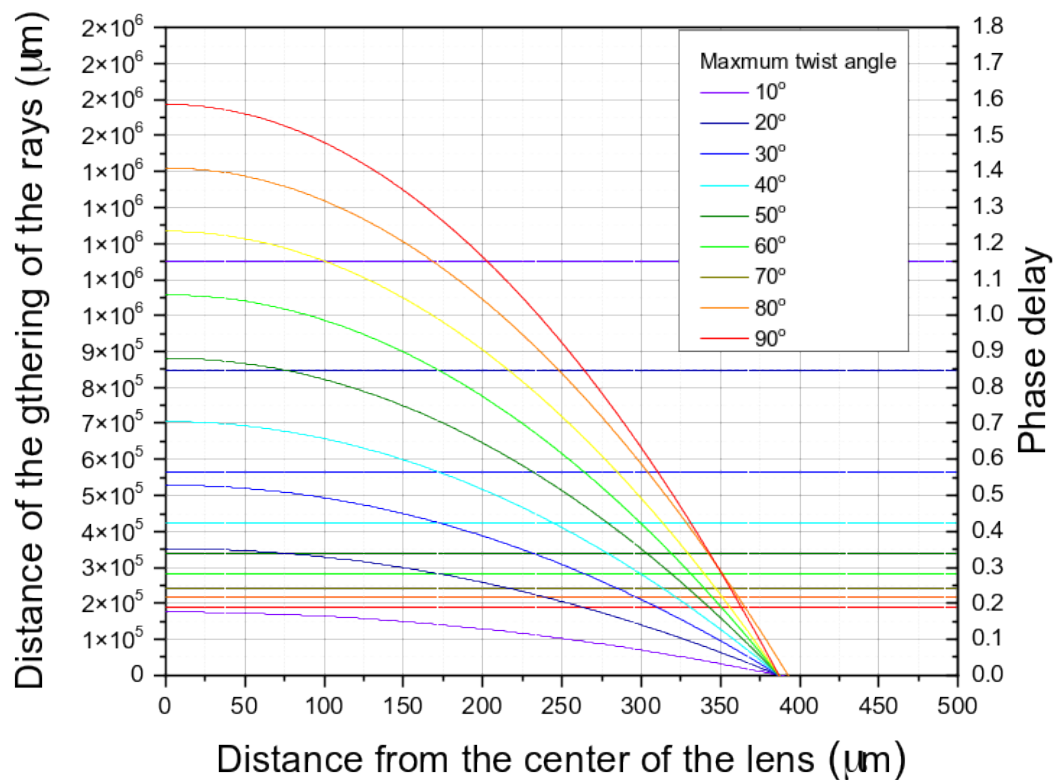


Рис.3.3. Розрахунок фазової затримки, утвореної рідинно-кристалічним оптичним приладом, що відповідає лінзі параболічної форми.(права вісь ординат)

Відстань на якій сходяться промені, що пройшли через рідинно-кристалічний оптичний прилад що відповідає параболічній лінзі. (Ліва вісь ординат)

Кольором показано значення максимального кута між напрямком орієнтації на поверхні референтної та керуючої підкладки.

Для параболічної лінзи оптичний шлях світла описується рівнянням:

$$h(r) = \frac{\Delta\varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi} \quad (3.10)$$

$$\Delta\varphi(r) = A + B \cdot r^2 \quad (3.11)$$

Де:

$\Delta\varphi(r)$ – розподіл затримки фази що утворюється оптичним приладом параболічної форми;

λ – Довжина хвилі світла

n – Показник заломлення оптичного приладу

A та B - коефіцієнти що описують кривизну поверхні параболічного оптичного приладу.

Так, для оптичного приладу, де розподіл фазової затримки задається розподілом орієнтації рідинного кристалу, з максимальним кутом між директором в опроміненій та не опроміненій області в 20 градусів та діаметром лінзи 400μм, розподіл фазової затримки буде описуватися рівнянням:

$$\Delta\varphi(r) = 0,35 + 2,7 \cdot 10^{-6} \cdot r^2 \quad (3.12)$$

Для довжини хвилі 532 нм фокусна відстань такої лінзи буде становити:

$$F = 95,8 \text{ см}$$

3.1.2. Формування фазової затримки що відповідає лінзі Гауссової форми

Найпростішим оптичним пристроєм, який можна сформувати, є лінза Гауссової форми, яка може бути створена шляхом реєстрації розподілу енергії зчеплення, що відповідає розподілу інтенсивності в лазерному промені Гауссової форми.

Для того, щоб створити необхідний розподіл кута переорієнтації рідинного кристалу на фоточутливій поверхні ми опромінювали рідинний скляну

підкладинку, з нанесеним, на неї, шаром неорганічного, фото орієнтуючого матеріалу.

Серед перспективних матеріалів запису орієнтації виділяють халькогенідні скла, які викликають різні світлоіндуковані ефекти анізотропії, включаючи фотоіндуковане двопроменезаломлення та дихроїзм (див. огляд [77]). Механізми цих ефектів є предметом дискусії.

Для запису, в якості фотоорієнтуючого матеріалу, було обрано халькогенідне скло $\text{As}_{20}\text{Se}_{80}$.

Такий вибір матеріалу був обумовлений виключною хімічною та термічною стабільністю матеріалу, можливістю контролювати діапазон поглинання та характеристики анізотропії шляхом зміни складу, записом одним опроміненням і зручністю використання в умовах орієнтації використанного рідинного кристалу.

Скляна підкладинка з нанесеним, на неї шаром халькогенідного скла опромінювалась за допомогою твердотільного лазера, у котрому, в якості активного середовища, використовується алюмо-ітрієвий гранат («YAG», $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), легований іонами неодиму (Nd), що випромінював на другій гармоніці з довжиною хвилі 532нм, як показано на Рис. 3.4. Для того, щоб створити анізотропію на поверхні халькогенідного шару світло повинно бути поляризованим. За допомогою призми Глана — Томпсона світло, перед потраплянням на поверхню халькогенідного скла, було лінійно поляризоване.

Світло було сфокусовано за допомогою короткофокусної лінзи з фокусною довжиною 5 см, таким чином, щоб розподіл інтенсивності, в лазерному пучку, що потрапляв на фото чутливу поверхню халькогеніду, відповідав Гауссовому розподілу.

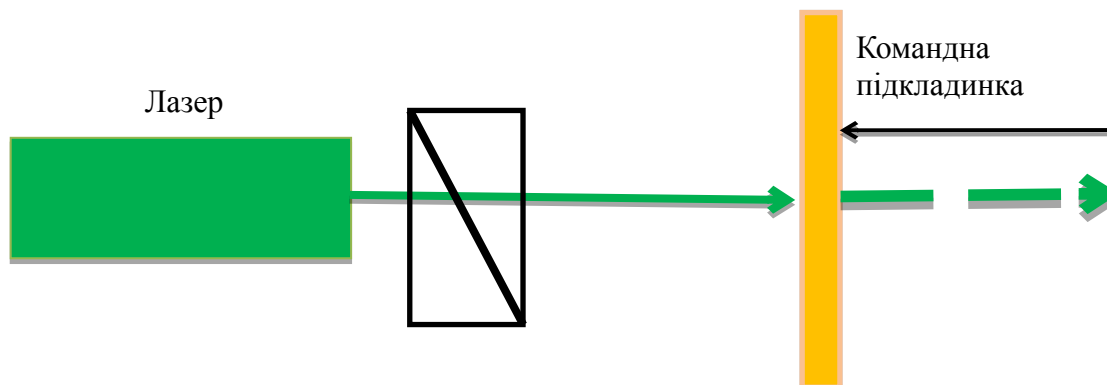


Рис. 3.4. Схематичне зображення геометрії опромінення підкладки з нанесеним на неї фоточутливим шаром халькогеніду

Після опромінення командної підкладки комірка заповнювалась рідинним кристалом 4-Cyano-4'-pentylbiphenyl (5CB) розігрітого вище температури переходу рідинний кристал – ізотропна рідина, що складає приблизно 36°C . Після заповнення комірка розміщувалася на нагрітому металевому столику, референтною підкладкою до металу, що повільно охолоджувався до кімнатної температури. Така схема заповнення була необхідна для того, щоб мінімізувати збурення в орієнтаційному порядку рідинного кристалу та створити, максимально однорідний розподіл проходження світла через рідинний кристал. Це необхідно для того, щоб позбавитися паразитного спотворення розподілу фазової затримки, після проходження рідинно-кристалічної комірки.

Після заповнення, рідинно-кристалічна комірка досліджувалася в поляризаційному мікроскопі, де комірка розміщувалася таким чином, що поляризоване світло, спершу, проходило через референтну підкладку, потім розповсюджувалося через рідинний кристал, згідно режиму Могена, після чого світло пройшовши через командну підкладку, потрапляло на аналізатор (Рис.3.5.). В результаті, в поляризаційному мікроскопі, спостерігали розподіл орієнтації молекул рідинного кристалу, отриманий в результаті опромінення поляризованим, лазерним світлом. Величина кута переорієнтації рідинного кристалу, на халькогенідній поверхні, була розподілена згідно Гауссовому розподілу. (Рис.3.6.)

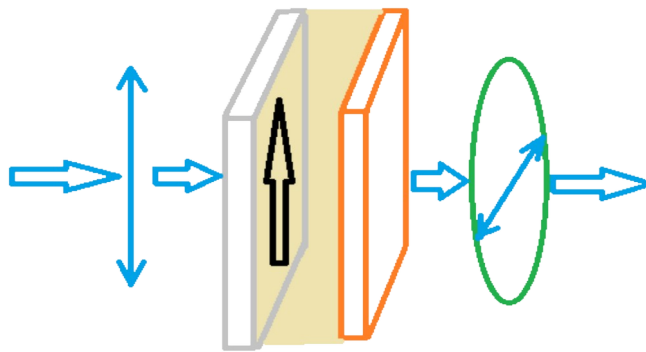


Рис. 3.5. Схематичне зображення проходження світла, через комірку, заповнену Рідинним кристалом, в ході дослідження, в поляризаційному мікроскопі.

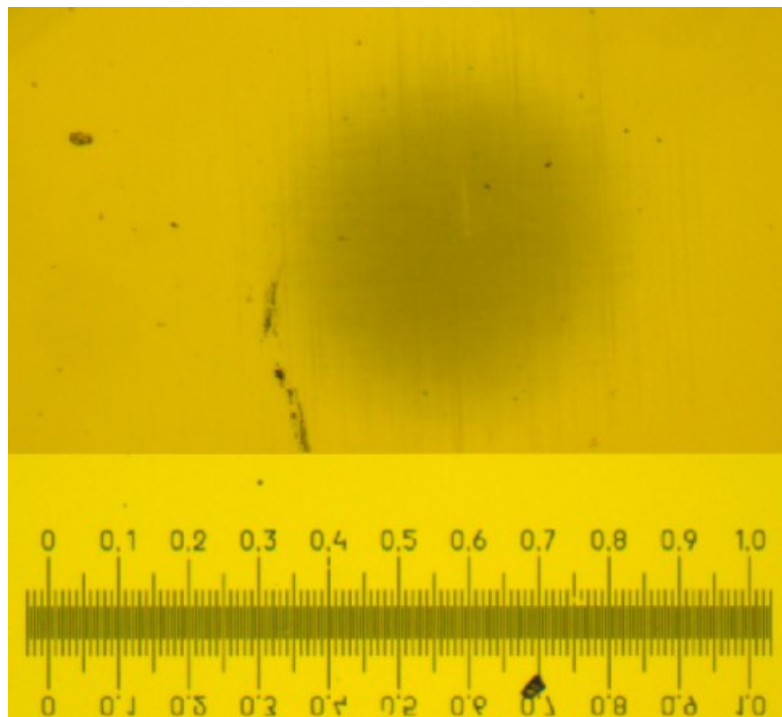


Рис.3.6.Фотографія рідинно кристалічної комірки після опромінення поляризованим лазерним світлом

Для того, щоб оцінити розподіл орієнтації рідинного кристалу на поверхні керуючої підкладинки, ми провели комп'ютерний аналіз серії фотографій, опроміненої області. Фотографії були зроблені в поляризаційному мікроскопі, за різних кутових положень аналізатора, відносно поляризатора. Значення кута між

поляризатором та аналізатором варіювалося від 0 до 90 градусів, з кроком 5 градусів між фотографіями.

В результаті комп'ютерного аналізу ми отримали розподіл кута між орієнтацією рідинного кристалу на референтній та тестовій підкладинці, та порівняли його з, отриманим виходячи з теоретичної оцінки залежності інтенсивності переорієнтації від дози опромінення, розподілом для заданих параметрів.

Так як поляризоване, за допомогою призми Глана – Томпсона, світло, що проходить через комірку, заповнену рідинним кристалом, розповсюджується згідно режиму Могена, воно отримує розподіл напрямку поляризації що відповідає заданому, на фоточутливій поверхні керуючої підкладинки, розподілу орієнтації молекул рідинного кристалу, а саме Гауссовому.

Як вже раніше було показано що комірку розміщену, у комбінації з чвертьхвильовою пластинкою, між двома поляризаторами, Рис.3.1. може бути використано для формування розподілу затримки фази, значення якого відповідає розподілу кута поляризації світла.

Світло, з Гауссовим розподілом, проходить через пластинку $\lambda/4$ де розподіл поляризації світла перетворюється на розподіл еліптичності. Після цього, світло проходить через поляризатор що виділяє одну компоненту поляризації що матиме розподіл фази відповідний до, початково заданого, розподілу кута переорієнтації рідинного кристалу на фото чутливій поверхні.

В результаті проходження світла через таку систему, воно отримує розподіл затримки фази. Такий розподіл фазової затримки відповідає розподілу фазової затримки що створює лінза Гауссової форми і, відповідно, світло буде розповсюджуватись згідно тому, як воно розповсюджувалось після проходження лінзи Гауссової форми.

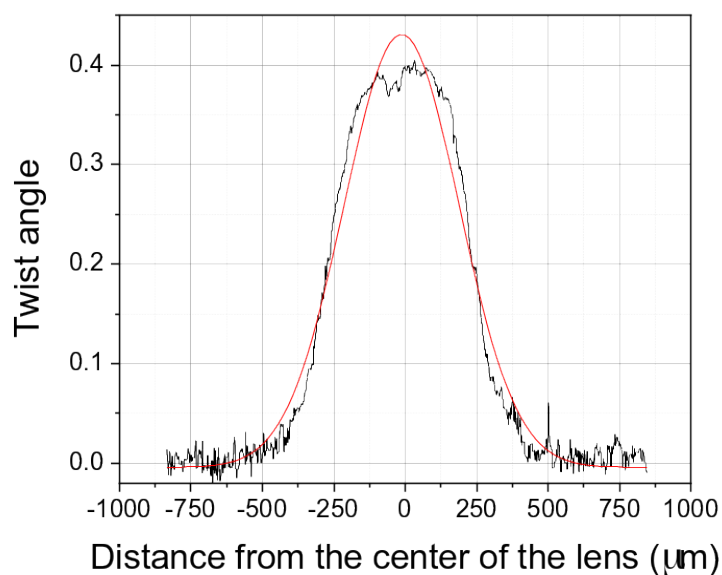


Рис.3.7. Розподіл кута переорієнтації рідинного кристалу, на поверхні халькогеніду, в залежності від відстані від центра лазерного пучка для не сфокусованого лазерного променя з повною шириною на половині висоти 500μм. Чорна крива: результат отриманий методом аналізу серії фотографій при різних положеннях аналізатора. Червона крива: результат отриманий виходячи з теоретичної оцінки залежності інтенсивності переорієнтації від дози опромінення.

Така лінза, в силу особливостей своєї форми, не може сфокусувати все світло, що проходить крізь неї в одній точці, тому будемо вважати фокусом такої лінзи, точку де найбільша кількість променів перетнеться з оптичною віссю.

Оцінимо відстань, на якій промені перетнуться з оптичною віссю, виходячи з того що ми представляємо Гауссову лінзу як комбінацію безкінечно коротких трикутних лінз. Тобто, вирахуємо кут, на який відхилиться світло, від початкового напрямку розповсюдження у кожній точці Гауссової лінзи. Тангенс кута кожної, безкінечно короткої трикутної призми, оцінюється виходячи з рівняння дотичної до кривої в точці. Тоді, усі точки перетину $f(r)$, кожного променя, що проходить через оптичний прилад, можна знайти ти виходячи за допомогою рівняння:

$$f(r) = r \cdot \operatorname{tg} \left(\arcsin \left(\frac{\Delta \varphi(r) \cdot \lambda \cdot n^2}{2\pi \sqrt{\left(\frac{\Delta \varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi \cdot \frac{d(\Delta \varphi(r))}{dr}} \right)^2}} \right) - \arcsin \left(\frac{\Delta \varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi \sqrt{\left(\frac{\Delta \varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \varphi(r) \cdot \lambda \cdot n}{2\pi \cdot \frac{d(\Delta \varphi(r))}{dr}} \right)^2}} \right) \right)$$

(3.13)

Зобразимо розподіл точок перетину $f(r)$ променів з оптичною віссю, що проходять через оптичний прилад, в залежності від відстані до його центру, та співставимо його з розподілом фазової затримки що формується таким оптичним приладом. (Рис.3.8.)

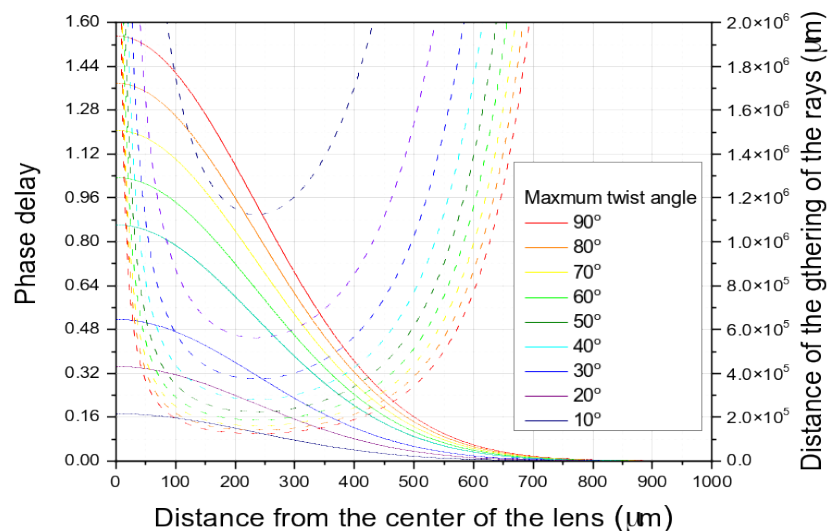


Рис.3.8. Розподіл фазової затримки, утвореної рідинно-кристалічним оптичним приладом, що відповідає лінзі Гауссової форми. (ліва вісь ординат, суцільна крива) Відстань на якій сходяться промені, що пройшли через Рідинно-кристалічний оптичний прилад що відповідає параболічній лінзі. (Права вісь ординат, штрихована крива). Кольором показано значення максимального кута між напрямком орієнтації на поверхні референтної та керуючої підкладки.

Знаючи те, як оптичний прилад впливає на фазовий розподіл, можна отримати розподіл відносної інтенсивності світла, що пройшло через оптичний прилад, в залежності від відстані до нього. Проведемо розрахунок для отриманого, експериментального оптичного приладу. В зображеному на Рис.3.9.

розподілі, відносної інтенсивності світла, використано данні про розподіл значення кута, між напрямком директора, на референтній та керуючій підкладках, що відповідає Гауссовому розподілу, з повною шириною на половині висоти рівній $450\mu\text{m}$.

Червоною лінією зображено положення фокуса.

Розрахована відстань фокусна для експериментальних умов $F=103,8\text{ см}$.

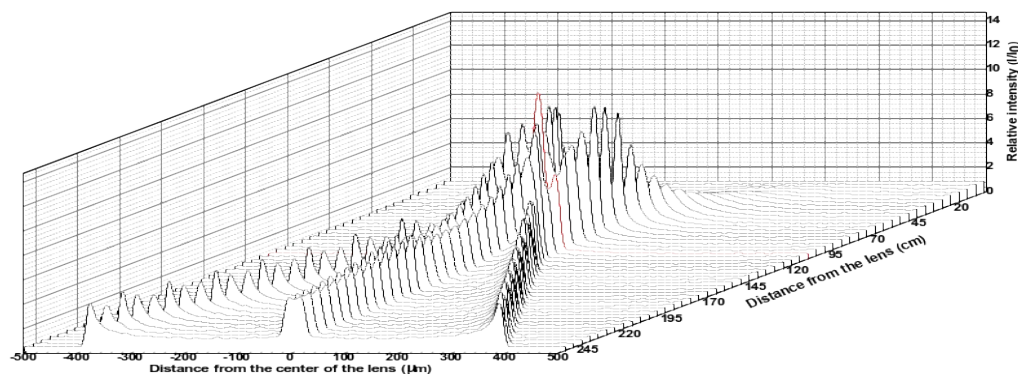


Рис.3.9. Візуалізація розподілу відносної інтенсивності в залежності від відстані до центру лінзи та від відстані до лінзи

Висновки до розділу 3

Вперше було показана можливість формування оптичних елементів, на прикладі трикутних призм та лінз параболічної та Гауссової форми, за допомогою системи що складається з поляризатора, рідинно-кристалічної комірки, чверть хвильової пластинки та аналізатора. Рідинно-кристалічна комірка, використана в експерименті, складалася з однорідно-натертої референтної підкладки та підкладки з попередньо заданим розподілом орієнтації молекул рідинного кристалу.

Було показано що за допомогою попередньо заданої орієнтації рідинного кристалу, на поверхні керуючої підкладки, ми отримуємо відповідний розподіл

поляризації світла. Це призводить до зміни розподілу інтенсивності звичайної та незвичайної компонент світла, що пройшло через чверть хвильову пластинку. В результаті виділяючи сумарну компоненту світла звичайної та незвичайної хвилі, ми отримаємо розподіл фазової затримки, що буде відповідати, попередньо записаному, розподілу орієнтації рідинного кристалу на керуючій підкладинці.

Таким чином, розроблена нами система, що складається з поляризатора, рідинно-кристалічної комірки, чверть-хвильової пластинки, та аналізатора, а результаті може бути використана як оптичний елемент. В даному розділі, це було показано, на прикладі параболічних та Гауссових лінз.

Використання таких елементів може бути актуально для використання в дуже широкому колі пристроїв, від переключачелів в оптоволоконних хвилеводах до систем фокусування у камерах.

РОЗДІЛ 4: ФОТОКЕРУВАННЯ ТОПОЛОГІЧНИМИ ДЕФЕКТАМИ ТА ЗАХОПЛЕНИМИ НИМИ НАНОЧАСТИНКАМИ В НЕМАТИЧНИХ РІДИННО-КРИСТАЛІЧНИХ КОМІРКАХ ШЛЯХОМ ФОТООРІЄНТАЦІЇ

У цьому розділі йдеться про серію експериментальних досліджень, спрямованих на розробку методів управління положенням лінійного топологічного дефекту (дисклінації) у так званій θ -комірці, заповненій нематичним рідинним кристалом.

θ -коміркою називається комірка в якій нематичний рідинний кристал затиснутий між двома поверхнями. Одна з цих поверхонь вкрита шаром, натертого, по колу, полііміду (Kapton), котрий виступає в ролі орієнтанта, що задає круговий розподіл орієнтації молекул рідинного кристалу, на його поверхні. Інша поверхня вкрита шаром фоточутливого орієнтуючого матеріалу PVCN, на поверхні котрого задано односпрямовану орієнтацію молекул рідинного кристалу.

Щоб задовольнити умови орієнтації, на обох орієнтуючих поверхнях, директор, всередині цієї комірки, директор рідинного кристалу деформується та закручується, тобто відбувається твіст деформація. Топологічний дефект з'являється в площині, де напрямок і кут закрутки директора стає невизначеним (там, де кут, між напрямком орієнтації молекул рідинного кристала, на поліімідній та фоточутливій PVCN поверхнях, що орієнтують, становить 90°). В ахіральному рідинному кристалі орієнтація дисклінації збігається з напрямком орієнтації, молекул рідинного кристалу, на підкладинці, на котрій, молекули Рідинного кристалу орієнтовані однорідно, в одному напрямку.

Ідея досліджень, проведених у цьому розділі, полягає в тому, щоб знайти методи, за допомогою яких, шляхом управління напрямком орієнтації молекул рідинного кристала, на поверхні підкладинки, за допомогою поляризованого світла, з високою точністю керувати положенням лінійного топологічного дефекту (дисклінації) в об'ємі рідинного кристалу.

4.1. Керування об'ємним розподілом орієнтації молекул рідинного кристалу шляхом керування розподілом орієнтації на поверхні

Застосування фотоорієнтації до комірок заповнених рідинними кристалами є однією з найгарячіших тем у сучасній прикладній фізиці рідинних кристалів. Воно може відкрити доступ до широкого спектру застосувань, деякі з яких можуть стати гарною та значно більш дешевою альтернативою традиційним методам натирання орієнтуючої поверхні. Також метод фотоорієнтації може бути використаний у випадках, коли інші методи орієнтації не можуть бути реалізовані за рахунок наявності деяких їх фізичних обмежень [1-3].

Як приклад, можна навести орієнтацію рідинних кристалів під впливом лінійно поляризованого ультрафіолетового (УФ) світла, яке дозволяє контролювати орієнтацію молекул Рідинних кристалів на поверхні. Поверхня покривається світлочутливим матеріалом, який змінює свою молекулярну структуру при опроміненні УФ-світлом. Зміна структури впливає на енергію зчеплення і напрямки молекул рідинних кристалів на поверхні, що, в свою чергу, впливає на орієнтацію молекул рідинних кристалів в об'ємі. [78]

У більшості випадків фоточутливі покриття, на яких орієнтують молекули Рідинного кристалу, опромінюються лінійно поляризованим світлом перед заповненням комірки рідинним кристалом. Однак, фотоорієнтація рідинного кристалу, також, часто використовується після того як комірка була заповнена [78]. Більш того, деякі механізми орієнтації рідинного кристалу засновані на тому, що поглинання молекулами рідинного кристалу чутливе до поляризації світла, що опромінює Рідинний кристал, наприклад, у техніці фотоорієнтації, опосередкованої в об'ємі рідинного кристалу [65, 79 - 83].

Фотоорієнтація, що здійснюється на світлочутливій підкладинці рідинно-кристалічної комірки, задає положення молекул рідинного на границі з цією підкладинкою в комірці заповненій рідинним кристалом. Так як рідинний кристал має пружні властивості, то, розподіл орієнтації молекул рідинного кристалу, на

орієнтуючих граничних поверхнях має безпосередній вплив на орієнтацію молекул в об'ємі рідинного кристалу. Тоді зміна розподілу орієнтації молекул, на поверхні однієї з підкладинок призведе до зміни розподілу напрямку орієнтації молекул рідинного кристалу в об'ємі комірки [63, 78, 84]. Таким чином, зміна розподілу молекул рідинного кристалу на поверхні однієї з підкладинок, може використовуватись для керування об'єктами в об'ємі, таких як топологічні дефекти, наприклад тих, які виникають через невизначеність напрямку твіст деформації $\pm 90^\circ$ між підкладинками. Наприклад, такі топологічні дефекти можна спостерігати у твіст комірках, де напрямок орієнтації, молекул рідинного кристалу, на протилежних, орієнтуючих підкладинках, взаємно перпендикулярний.

В даному розділі роботи нами запропоновано метод контролю лінійних топологічних дефектів, що утворюються в об'ємі рідинного кристалу, завдяки конфігурації розподілу орієнтації молекул, на орієнтуючих підкладинках, у так званих θ -комірках. Ці комірки складаються із двох підкладинок, одна з яких орієнтує молекули рідинного кристалу гомогенно, планарно, а інша підкладинка орієнтує молекули планарно по колу. Орієнтація на підкладинці з початково гомогенним розподілом орієнтації молекул рідинного кристалу можна контролювати шляхом опромінення комірки лінійно поляризованим світлом. Як результат, зміна розподілу орієнтації на одній з підкладинок, призведе до змін в об'ємі рідинного кристалу, в середині рідинно-кристалічної комірки.

4.2. Використані матеріали та експериментальне обладнання

Для проведення експериментальних досліджень, нам, була потрібна така конфігурація рідинно-кристалічної комірки, у котрій, можна сформувані топологічний дефект (дисклінацію), з попередньо відомими розмірами та положенням. Для вирішення цієї задачі нами було використано рідинно-кристалічної комірки спеціальної конструкції (так звані θ – комірки).

Конструкцію, такої комірки, можна побачити на Рис.4.1.

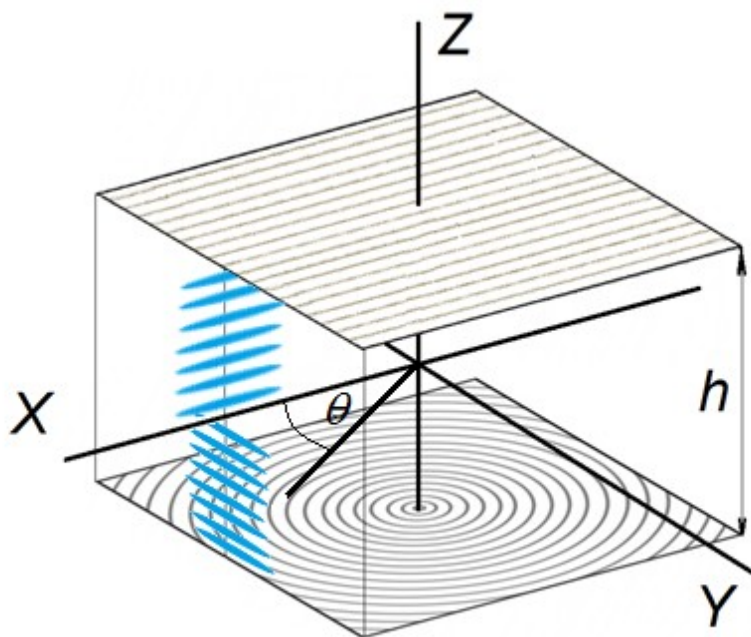


Рис. 4.1. Конструкція рідинно-кристалічної комірки використаної в експериментальних дослідженнях:

Орієнтація рідинного кристалу на референтній підкладинці розподілена по колу (зображена концентричними колами); Орієнтація рідинного кристалу на контрольній підкладці розподілено планарно однонаправлено.

Синіми еліпсоїдами показано розподіл молекул рідинного кристалу в місці утворення топологічного дефекту

Використана, в дослідженнях, так звана, θ – комірка складалася з двох підкладинок. Одна з них – референтна підкладка, була вкрита шаром полііміду (Kapton), який, шляхом натирання була наведена анізотропія, що орієнтувала молекули рідинного кристалу, на своїй поверхні, планарно та гомогенно направлені. Такий метод орієнтації дає стабільну і однорідну орієнтацію рідинного кристалу на поверхні полііміду [78].

Інша підкладка (контрольна) була вкрита шаром флюоро-полівініл-циннаматною (PVCN) плівкою [85], що виступала в ролі фотоорієнтанта. Перед заповненням комірки, PVCN плівка, була опромінена однорідним поляризованим

світлом, що створювала гомогенний розподіл планарної орієнтації на своїй поверхні.

Зазор між підкладинками, з високою точністю задається каліброваними спейсерами, розмір яких точно відомий та відповідав відстані між підкладинками $d = 25$ мкм. Підкладинки були зафіксовані, одна відносно іншої шляхом проклейки у місцях дислокації спейсерів.

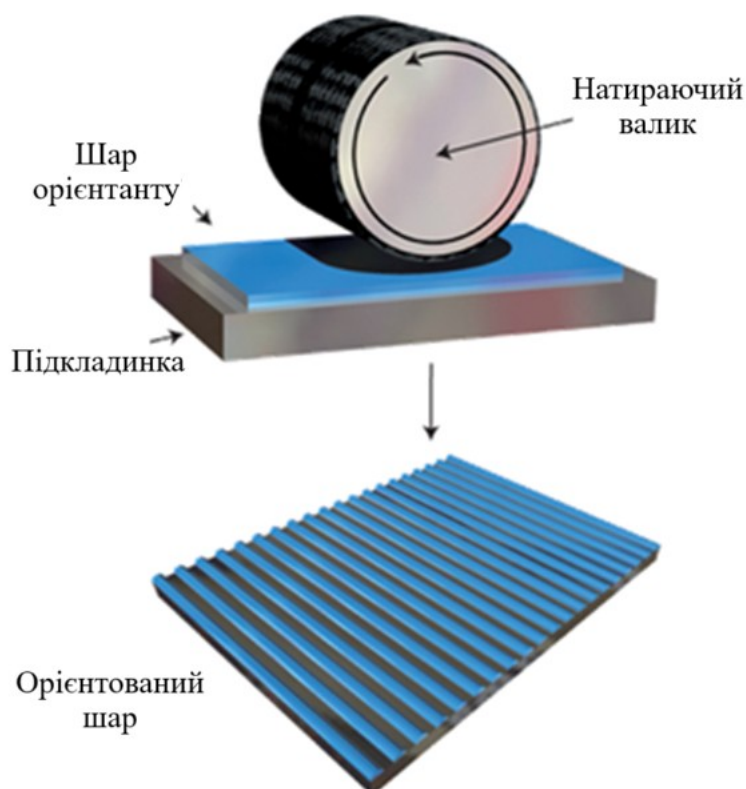


Рис.4.2. Схематичне зображення наведення анізотропії, на референтній підкладинці, шляхом натирання.

Після того, як комірка була зібрана, а підкладинки зафіксовані одна відносно іншої, комірка буда покладена на нагріту, до температури 40°C , металеву пластину. Комірка заповнювалася нематичним рідинним кристалом 5CB (4-ціано-4'-пентилбіфеніл), що був, також, нагрітий вище температури переходу у ізотропну фазу. При заповненні, температура рідинного кристалу, складала 40°C).

Комірка заповнювалася шляхом затягування рідинного кристалу, в простір між підкладинками, капілярними силами.

Гомогенна планарна орієнтація молекул нематичного рідинного кристалу на підкладинці, що вкрита шаром фоточутливого орієнтуючого матеріалу PVCN, може бути змінена шляхом опромінення лінійно поляризованим світлом.

Для того, щоб задати початкову, гомогенну, планарну орієнтацію молекул Рідинного кристалу контрольній підкладинці, вона була опромінена опромінювали поляризованим лазерним світлом з довжиною хвилі 405 нм. В якості джерела випромінювання використовувався ультрафіолетовий діодний лазер.

Для того, щоб утворити умовно однорідний розподіл інтенсивності випромінювання, що потрапляло на контрольну підкладинку, світло, що випромінювалося лазером, проходило через короткофокусну лінзу, фокусна відстань якої складала 1 см. Таким чином розширений пучок світла, що потрапляв на фото-чутливу поверхню контрольної підкладинки, мав умовно однорідну інтенсивність і створював однорідний розподіл орієнтації.

Для того, щоб уникнути спотворень викликаних неоднорідним розподілом орієнтації рідинного кристалу, та задати однорідний, гомогенний розподіл орієнтації молекул на поверхні контрольної підкладинки, початкове опромінювання здійснювалось перед заповненням комірки рідинним кристалом.

Геометрія опромінення зображена на Рис.1.5.

Орієнтація молекул рідинного кристалу в скляній комірці між орієнтуючими підкладинками поступово закручується від гомогенно спрямованої, що задовольняє анізотропії на контрольній підкладці (див. рис. 4.1.), до кінцевого стану, що задовольняє вирівнюванню, що визначається круговим тертям контрольної підкладки (див. рис. 4.1). Цей процес називається перехресною орієнтацією і використовується для створення твістед-нематичних (TN) екранів рідинно-кристалічних дисплеїв [86]. У площині, де кут між орієнтаціями, що забезпечуються на контрольній та опорній підкладках, становить поворот 90° ,

виникає топологічний дефект, що має форму лінії дисклінації [87]. Лінія дисклінації - це лінійний дефект у фазі рідинного кристалу, де орієнтація молекул рідинного кристалу переривчаста або викривлена. Лінія дисклінації є межею між двома областями рідинного кристалу з різною орієнтацією молекул і характеризується силою s , яка показує, на скільки повертаються молекули навколо лінії [86].

Відомо, що лінія дисклінації в θ -комірках, заповнених ахіральними нематичними рідинними кристалами, паралельна односпрямованому вирівнюванню [87] (див. рис. 4.1.).

Підготовлену і заповнену комірку, як описано вище, опромінювали ультрафіолетовим діодним лазером який випромінював лінійно поляризоване світло. Час опромінення варіювався від 10 до 150 хв (тобто, 2.5 години). Відповідну інтенсивність вимірювали за допомогою вимірювача потужності. У більшості наших експериментів комірка була звернена до вхідного ультрафіолетового променя своєю контрольною поверхнею, тобто спочатку опромінювалася плівка PVCN. Світло що випромінюється лазерним джерелом, спочатку проходить через поляризатор, в ролі якого виступає призма глена-томпсона, потім, проходить через скляну підкладку на яку нанесено світлочутливу плівку PVCN, призводячи до того, що на плівці формується легка вісь орієнтації, що призводить до того, що молекули рідинного кристалу, на поверхні плівки орієнтуються відповідно до напрямку поляризації світла.

Фотоорієнтація рідинного кристалу, поляризованим світлом на плівці Полівініл ціаномат (PVCN) - це явище, коли молекули рідинного кристалу змінюють свою орієнтацію в залежності від напрямку поляризації світла. Це відбувається в результаті цис- і транс- ізомеризації молекул PVCN, що переорієнтуються під час опромінення поляризованим світлом. Коли цис- ізомер опромінюється поляризованим світлом, він перетворюється на транс- ізомер, але з азобензольною групою, яка має певний кут до вектора поляризації. Цей кут залежить від розподілу енергетичних станів молекули та інтенсивності світла. За умови низької інтенсивності світла, азобензольна група транс- ізомера буде

орієнтована перпендикулярно до вектора поляризації, а за умови високої інтенсивності світла - паралельно до нього. Таким чином, поляризоване світло викликає поворот азобензольних груп у площинах PVCN.[88]

Фотоорганічна речовина з бічними азобен- зольними групами може бути нанесена на поверхню скла або пластику за допомогою спін- нанесення або лиття з розчину. Після сушіння отримують тонку плівку PVCN, яка може бути опромінена поляризованим світлом для індукції фотоорієнтації рідинного кристалу. Рідинний кристал може бути поміщений між двома плівками PVCN, які утворюють комірку. Коли комірка опромінюється поляризованим світлом, рідкий кристал набуває анізотропних оптичних властивостей, які можуть бути використані для створення дисплеїв, модуляторів, сенсорів та інших пристроїв. [88]

Для дослідження положення топологічного дефекту, а саме дисклінації, ми скористалися методом поляризаційної мікроскопії. Цей метод дозволяє спостерігати структуру і текстуру речовини за допомогою поляризаторів, які перетинають світло на два промені з перпендикулярними напрямками коливань. Залежно від анізотропії показника заломлення речовини, промені можуть проходити через неї з різною швидкістю і зсуватися по фазі. Якщо після проходження через зразок промені знову з'єднуються за допомогою аналізатора, то виникає інтерференція, яка залежить від товщини зразка, кута падіння світла і орієнтації молекул. [89] За допомогою поляризаційного мікроскопа можна отримати зображення речовини в різних кольорах і формах, що відображають її оптичну структуру [90].

Після експозиції, опромінені комірки, були розміщені у поляризаційному мікроскопі, між схрещеними поляризаторами. Дослідження проводилося за допомогою мікроскопа Olympus BX53, оснащеного CCD-камерою, підключеною до комп'ютера.

В результаті дослідження положення топологічного дефекту, було показано, що, в результаті опромінення світлочутливої плівки, поляризованим світлом, було

виявлено, що положення топологічного дефекту змінилося. Зміну положення топологічного дефекту можна побачити на Рис 4.3.

На Рис. 4.3.а показано положення топологічного дефекту, а саме дисклінації, у комірці, до опромінення, поляризованим світлом, світлочутливої плівки PVCN.

На Рис. 4.3.б показано положення топологічного дефекту, у комірці, після опромінення, поляризованим світлом, світлочутливої плівки PVCN.

З Рис. 4.3. видно, що, після опромінення дозою 60 мДж/м^2 напрямком лінії дисклінації змінився, та відрізняється від початкового на $\sim 15^\circ$.

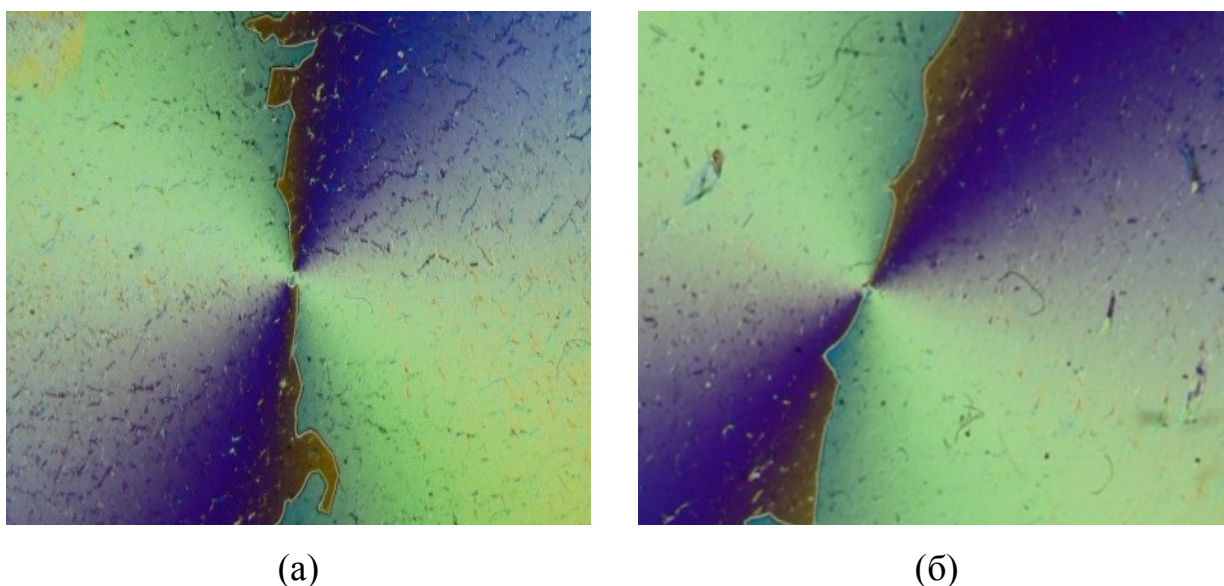


Рис.4.3. (а) θ -комірка до опромінення, кут орієнтації $\varphi = 0$, і (б) θ -комірка після опромінення (кут переорієнтації $\varphi = 15$).

4.3. Експериментальні результати

Відомо, що індукований світлом азимутальний кут φ , між початковим середнім напрямком молекул рідинного кристалу (директором) і напрямком директора після опромінення комірки поляризованим ультрафіолетовим світлом, залежить від інтенсивності I ультрафіолетового пучка і часу експозиції t_{exp} . [78].

Індукований світлом азимутальний кут ϕ зростає зі збільшенням інтенсивності I , з подальшим насиченням до стаціонарного стану, який визначається напрямком поляризації світла та загальною дозою опромінення. Це означає, що зі збільшенням інтенсивності світла молекули рідинного кристалу мають тенденцію до більшої переорієнтації, відносно початкового положення до відповідності з напрямком поляризації світла, поки не досягнуть максимального значення, яке залежить від того, скільки світлової енергії вони отримують в цілому[78].

Кут закручування ϕ також зростає зі збільшенням часу експозиції t_{exp} . Це означає, що переорієнтація молекул рідинного кристалу, залежить від дози опромінення поляризованим світлом та, зі збільшенням дози опромінення відповідно зростає і кут закручування ϕ , до певного насиченого стану. [78]

При опроміненні комірки поляризованим світлом, площа поляризації якого утворює деякий кут ϕ по відношенню до односпрямованого, попередньо заданого, напрямку орієнтації молекул рідинного кристалу на контрольній підкладинці, відбувається зміна напрямку директора рідинного кристалу на поверхні контрольної підкладинки. Після опромінення комірки поляризованим ультрафіолетом під кутом ϕ відносно односпрямованої орієнтації на контрольній поверхні, світлочутливий матеріал змінював свою молекулярну структуру і індукував нову вісь легкої орієнтації на поверхні контрольної підкладинки. Цей новий напрямок орієнтації відрізнявся від початкового і залежав від кута ϕ , між початковим напрямком вісі легкої орієнтації на поверхні контрольної підкладинки та напрямком поляризації світла, а також від дози опромінення. В результаті переорієнтації молекул рідинного кристалу на контрольній підкладинці лінія дисклінації в комірці також змінювала свою орієнтацію і змінювало свій напрямок, відповідно до нового положення молекул рідинного кристалу на контрольній підкладинці. Зміна орієнтації була поступовою і пропорційною дозі опромінення, поки не досягала значення насичення. Тобто, в результаті того, що переорієнтація молекул рідинного кристалу на контрольній підкладинці викликає зміни в усьому об'ємі комірки, положення топологічного дефекту змінюється і

лінія дисклінації слідує за азимутом ϕ , відповідно до орієнтації, що має місце на контрольній підкладці. (див. рис. 4.3.б).

Експериментальна залежність кута переорієнтації лінії дисклінації від дози опромінення показана на рис. 4.4.

З рис. 4.5. видно, що опромінюючи поверхню PVCN поляризованим світлом, ми індукуємо нову "легку вісь" вирівнювання молекул рідинного кристалу на поверхні. Характерний час, необхідний для досягнення стаціонарного стану новоутвореної "легкої осі" вирівнювання для рідинного кристалу, що описується кутом $\phi \approx 25^\circ$, дорівнює $t_{\text{exp}} \approx 150$ хв. Цей час характеризує світлоіндукований розвиток нової "легкої осі" на поверхні PVCN. Згідно з роботою [91], цей час пов'язаний з тим, що на поверхні PVCN утворюється "легка вісь". [91] Цей час пов'язаний з часом, необхідним для встановлення рівноваги кутового розподілу адсорбованих молекул рідинного кристалу на фоточутливій поверхні в процесі опромінення. Таким чином, зміни, що відбуваються в кутовому розподілі молекул рідинного кристалу на поверхні контрольної підкладки, в кінцевому підсумку спричиняють зміни в розподілі директора в загальному об'ємі ЖК. Це призводить до переміщення дисклінації вздовж азимутального напрямку, відповідно до орієнтації, набутої на світлочутливій поверхні. Було продемонстровано, що можна керувати положенням дисклінації, змінюючи поляризацію та інтенсивність світла.

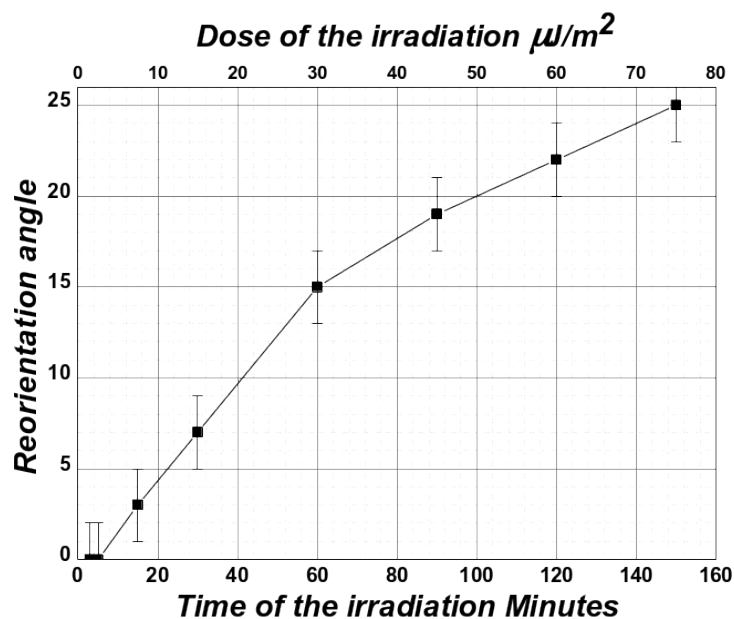


Рис.4.4. Залежності кута переорієнтації ϕ дисклінації від дози та часу опромінення.

Ця серія експериментальних досліджень продемонструвала, що шляхом впливу на орієнтацію молекул Рідинного кристалу за допомогою фотоорієнтації молекул Рідинного кристалу на поверхні контрольної підкладки, можна маніпулювати положенням топологічного дефекту, а саме лінією дисклінації в комірці заповненій Рідинним кристалом, що може мати потенційне застосування в оптичних пристроях, таких як перенастроювані лінзи, фотоперемикачі, датчики випромінювання, дозиметри, тощо.

4.4. Візуалізація змін об'ємного розподілу орієнтації молекул рідинного кристалу за допомогою топологічного дефекту

Для побудови приладів заснованих на спостереженні за топологічними дефектами у рідинних кристалах необхідно якісно організувати процес виявлення та аналізу областей розладу в структурі впорядкування Рідинного кристалу, де порушується його симетрія. Спостереження за топологічними дефектами дає

можливість досліджувати фазові переходи, спонтанне порушення симетрії, оптичні та електричні властивості речовини, а також її взаємодію з іншими речовинами або полями. Положення топологічного дефекту, може виступати в ролі індикатора різноманітних процесів та слугувати для вимірювання різних величин. Яскравим прикладом таких вимірювань, є вимірювання кроку холестеричної спіралі шляхом визначення положення топологічного дефекту у клиновидних комірках. Загальновідомо, що холестерична мезофаза, чутлива до найменших змін у молекулярній структурі, є чудовим середовищем для оптичних сенсорів з візуальним детектуванням, придатних для різних застосувань. Встановлено, що розчинення оптично активних молекул в нематичній рідинно-кристалічній матриці індукує утворення холестеричної фази. [92] Під впливом опромінення зміна молекулярної геометрії внаслідок фотоіндукованого перетворення суттєво впливає на здатність до спірального закручування, що призводить до зміни кроку спіралі. [93] Як результат, в наслідок зміни кроку холестеричної спіралі, положення зон Кано-Гранжана у клиноподібній комірці буде змінюватись.

Нещодавно було впроваджено ще один метод візуального виявлення зміни кроку холестеричної спіралі за допомогою так званої θ -комірки[94], в якій натирання передньої поверхні паралельне осі x , а задня поверхня має кругову форму. В результаті, граничні умови на підкладках граничні умови на підкладках вирівнюють напрямок орієнтації рідинного кристалу вздовж осі x з одного боку і орієнтують по колу з іншого. Молекули, розташовані вздовж осі y , не зазнають ніякого закручування, тоді як вздовж осі x ($y = 0$) кут закручування стає невизначеним і виникає топологічний дефект у вигляді лінії дисклінації. В θ -комірці, заповненій ахіральним рідинним кристалом, лінія дисклінації орієнтована паралельно до односпрямованого натирання.

Однак, побудова детекторів заснованих на моніторингу руху топологічного дефекту в результаті, різного роду, змін у характеристиках рідинно-кристалічних суспензій, пов'язана з проблемою спостереження за рухом топологічного дефекту. Лінія дисклінації, в раніше описаній, у цій роботі, θ -комірці, має дуже маленьку

товщину. Що істотно ускладнює її спостереження. Ця її особливість унеможливорює спостереження зміни характеристик, положення або руху топологічного дефекту неозброєним оком і вимагає застосування для цього спеціальних пристроїв. Наприклад, поляризаційного мікроскопа.

Таким чином, неможливість спостерігати топологічний дефект неозброєним оком, закриває вікно можливостей, для побудови персональних, кишенькових детекторів для широкого вжитку. Наприклад персональних дозиметрів ультрафіолетового випромінювання, що можуть бути корисними для використання в індустрії охорони здоров'я.

З огляду на широкий спектр практичних застосувань, візуалізація дисклінації для її спостереження неозброєним оком має велике значення. Щоб вирішити цю проблему, ми запропонували використати здатність дисклінації захоплювати дрібні частинки різних мікрометричних розмірів у матриці РК.

Ідея полягала в тому, щоб заповнити дисклінацію частинками, які ефективно розсіюють світло, роблячи таким чином лінію добре видимою.

Дисклінація, заповнена мікроскопічними частинками, що була приведена в рух зовнішніми факторами, під дією внутрішніх сил потягне за собою захоплені частинки. В результаті вся композиція буде рухатися колективно в θ -комірці, що буде добре видно неозброєним оком та дозволить легко вимірювати вплив зовнішніх факторів на зміну розподілу орієнтації молекул рідинного кристалу.

4.5. Захоплення нано- та мікро- частинок топологічними дефектами у рідинних кристалах

Захоплення нано- та мікро- частинок топологічними дефектами у рідинних кристалах - це цікаве та актуальне явище, яке вивчається сучасними науковцями в сфері дослідження рідинних кристалів. Це процес, коли наночастинки притягуються до областей, де порядок та орієнтація молекул рідинного кристалу

порушені. Такі області називаються топологічними дефектами, і вони можуть мати різну форму та розмір, наприклад, точкові, лінійні пласкі, тощо. [95]

Револьюційні розробки у виробництві нанорозмірних частинок створили за останні кілька років величезні очікування щодо використання таких матеріалів у таких сферах, як медична діагностика та доставка ліків, а також у високотехнологічних пристроях.[96] За своєю природою нанотехнології становлять величезний науковий і промисловий інтерес, оскільки вони передбачають створення і використання матеріалів зі структурними характеристиками між атомами і об'ємними матеріалами, принаймні один вимір яких обмежений розмірами [95]

Захоплення частинок топологічним дефектом у рідинному кристалі може призводити до зміни структури, а також функціональних властивостей рідинного кристалу в області де знаходиться топологічний дефект з захопленими в нього частинками. [97] Це може бути актуальним для створення нових матеріалів, новітніх пристроїв, використання рідинних кристалів для високоточного позиціонування нано та мікрочастинок, що дозволить використовувати топологічні дефекти для побудови наноструктур, наноприладів тощо. Дослідницькі зусилля, спрямовані на розробку нових синтетичних процедур для створення однорідних за формою і розміром нанорозмірних будівельних блоків, а також ефективних протоколів самозбірки для маніпуляцій з цими будівельними блоками у функціональні матеріали, створили величезний ажіотаж в галузі досліджень Рідинних кристалів. [98,99]

4.5.1. Механізм захоплення частинок топологічним дефектом.

Механізм захоплення наночастинок топологічними дефектами в рідинних кристалах є захоплюючою темою, яка включає в себе взаємодію геометрії, пружності та поверхневих взаємодій. Топологічні дефекти можуть взаємодіяти з молекулами та дефектами рідинних кристалів різними способами.

Один з можливих механізмів захоплення наночастинок топологічними дефектами в рідинних кристалах ґрунтується на ідеї заміщення ядра дефекту [100]. Топологічний дефект у рідинному кристалі є регіоном, де орієнтація молекул відрізняється від ідеальної. Рідинні кристали мають тенденцію до мінімізації енергії, тому вони намагаються усунути або зменшити ці дефекти. Це призводить до того, що наночастинок можуть входити і займати ядра дефектів, де порядок Рідинного кристала невизначений, і таким чином зменшувати пружну енергію системи.

Цей механізм можна спостерігати в хіральных рідинних кристалах, таких як сині фази або холестеричні фази, де дефекти являють собою лінійні відхилення, що утворюють решітку або спіраль. Наночастинок можуть бути захоплені всередині дисклінаційних ядер і утворювати ланцюжки або кільця вздовж ліній дефектів [101, 102]. Захоплення є незворотнім і залежить від розміру, форми та поверхневого покриття наночастинок, а також від температури та зовнішніх полів.

Наночастинок можуть взаємодіяти з ядрами дефектів за допомогою електричних або магнітних сил, залежно від їх властивостей і прикладених зовнішніх полів. Наночастинок можуть або притягувати, або відштовхувати ядра дефектів, і таким чином змінювати їх положення та орієнтацію. Наночастинок також можуть індукувати нові дефекти або анігілювати існуючі, змінюючи локальний топологічний баланс заряду. [103]

Це означає, що наночастинок можуть індукувати і модифікувати ядра дефектів, де порядок рідинного кристала не визначений, і таким чином змінювати пружну енергію системи.[104] Цей механізм можна спостерігати в нематичних рідинних кристалах, де дефекти є точковими дисклінаціями, які мають топологічний заряд. Наночастинок можуть бути захоплені поблизу або в ядрах дефектів [105, 106].

Поперечний переріз дисклінаційного ядра має фізичний розмір, який визначається властивостями ЖК і зазвичай є меншим за 1 μm . Це означає, що дисклінаційне ядро має розмір співставний, або менший за довжину хвилі

видимого світла, що призводить до того що його важко побачити безпосередньо неозброєним оком. Лінія дисклінації дуже тонка і для її вимірювання зазвичай потрібні оптичні інструменти. Під оптичними інструментами розуміють пристрої, які використовують світло для збільшення або аналізу об'єктів, наприклад, мікроскопи або спектрометри.

Як було показано вище дисклінація створює локальне збурення в кристалі, яке утворює енергетичну пастку, що може захоплювати дрібні об'єкти всередині комірки. Енергетична пастка утворена дисклінацією це область що має потенційну енергію системи нижчу, ніж у навколишніх областях, і тому вона притягує і утримує об'єкти, що потрапляють до неї. Для практичних застосувань важливо зробити так, щоб дисклінацію було видно неозброєним оком тобто без будь-яких оптичних засобів, таких як окуляри або лінзи.

Щоб досягти цього, ми пропонуємо використати властивість дисклінації вловлювати дрібні частинки і вводити частинки різного мікрометричного розміру в матрицю рідинного кристалу.

4.6. Підготовка експерименту та вибір геометрії експериментальних зразків

Для дослідження візуалізації топологічного дефекту, шляхом захоплення частинок, необхідно збудувати геометрію комірки таким чином, щоб, у такій геометрії комірок стабільно та відтворювано формувалася топологічний дефект.

4.6.1. Формування топологічного дефекту у твіст-нематичній комірці

Найпростішим способом сформувати топологічний дефект є використання, так званої, твіст-нематичної комірки, заповненої ахіральним рідинним кристалом, наприклад 5CB (4-ціано-4'-пентилбіфеніл), що є широко вживаним нематичним ахіральним рідинним кристалом. [12]

У рідинно-кристалічній твіст-нематичній комірці нематичні рідинні кристали утворюють закручену орієнтацію, що обумовлюється натиранням шарів полімеру, нанесених на керуючих підкладинках. Комірка складається з двох скляних пластин, розділених каліброваними спейсерами, що задають, заздалегідь відому товщину комірки. У експериментальних комірках що використовувалися в рамках цього дослідження, для утворення чітко визначеного проміжку між скляними підкладинками, використовувалися калібровані спейсери, що мали розмір 20 мікрометрів. Спейсери розміщувалися у кутках комірки та фіксувалися за допомогою фотоадгезивного клею, що також закріплював між собою підкладинки.

Орієнтація директора n на одній підкладинці перпендикулярна по відношенню до напрямку директора n на іншій підкладинці, що призводить до того, що, між підкладинками, напрямок директора повертається на 90° індукуючи закручування нематичного рідинного кристала на 90° [107], щоб задовольнити орієнтації на поверхні обох підкладинок.

Напрямок рідинно-кристалічних молекул закручується під прямим кутом через об'єм комірки, однак напрямок закручення, за годинниковою стрілкою чи проти, визначається випадковими кореляціями і збуреннями, що виникають в ході заповнення комірки. Це призводить до того, що у різних частинах комірки виникають різні напрямки закручування. В результаті, у комірці, утворюються декілька областей, з різними напрямками закручування, що розділені дисклінаціями. (Рис 4.5.) Положення цих дисклінацій, випадкове, та задається при заповненні комірки в результаті випадкових збурень, що виникають як наслідок неможливості досягнення однорідної, ламінарної течії в скляній комірці, в умовах її заповнення Рідинним кристалом.

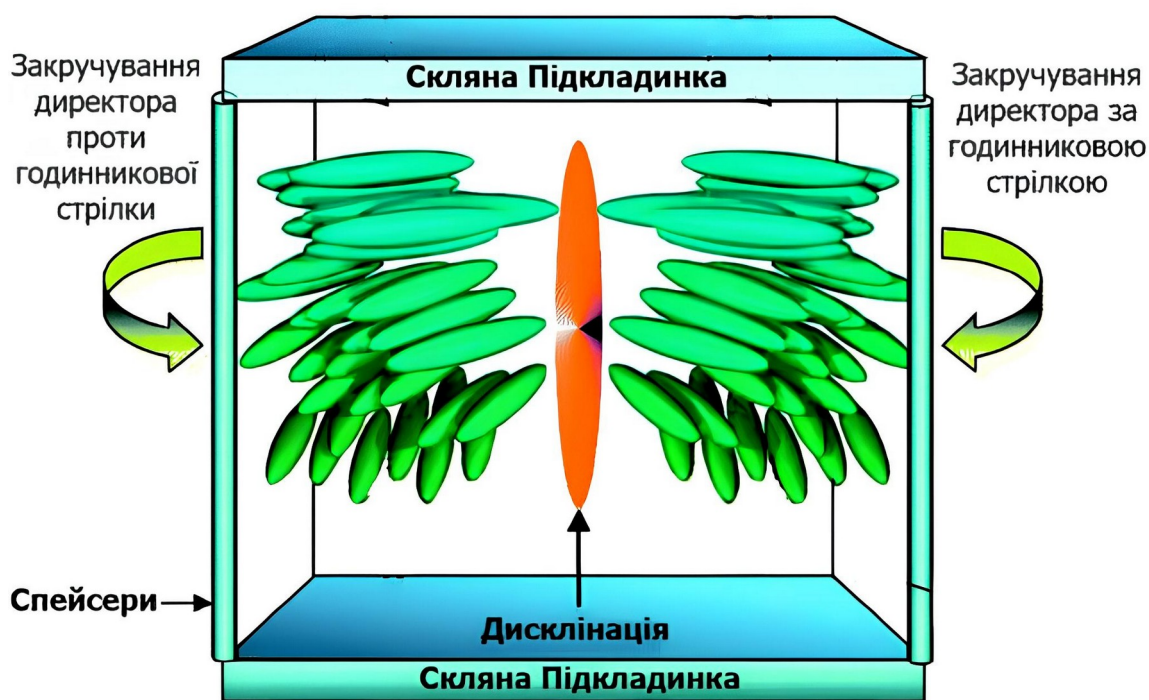


Рис. 4.5. Візуалізація розподілу орієнтації молекул рідинного кристалу поблизу утворених топологічних дефектів в твіст комірках.

У результаті, велика кількість дисклінацій, що утворилися в твіст комірці, з легкістю захоплюють мікрочастинки, розміщені в об'ємі рідинного кристалу, та переміщують, що дозволяє легко досліджувати переміщення топологічними дефектами

Однак, рух, цих дисклінацій, непередбачуваний та визначається лише збуреннями та неоднорідностями у системі. В результаті чого, рідинний кристал, у твіст комірці, намагається прийти до мінімуму енергії та вирівняти розподіл директора n до однорідного, не спотвореного розподілу. Так як, задана, на підкладках, орієнтація директора рідинного кристалу, на всій площині підкладок однорідна, рідинний кристал, намагається прийти до однорідного закручення, за годинниковою стрілкою чи проти годинникової стрілки, в усьому об'ємі комірки. В результаті, рух цих дисклінацій відбувається до того, поки в об'ємі комірки не залишається областей, з різним напрямком закручування

орієнтації молекул рідинного кристалу. Так як дисклінації, виникають в результаті різного напрямку закручення, то зникнення неоднорідності у закрученні молекул рідинного кристалу призводить до зникнення дисклінацій, а орієнтація, в усьому об'ємі комірки, приходить до гомогенного стану. Така конфігурація комірки, добре дозволяє візуалізувати можливість захоплення мікрочастинок топологічними дефектами, у рідинному кристалі та наочно показує здатність дисклінацій до переміщення, захоплених частинок, мікронного розміру в об'ємі комірки. (Рис 4.6.) Але, в той-же час, така конфігурація комірки має декілька суттєвих недоліків, що не дозволяють якісно проводити дослідження, в яких необхідно точно контролювати положення топологічних дефектів, або наночастинок, в об'ємі рідинного кристалу.

Одним з основних недоліків, які, вже, раніше, були висвітлені в цій роботі, є процес утворення топологічних дефектів у твіст-комірках. Вони виникають внаслідок випадкових факторів, таких як температурні коливання, електричні поля, механічні напруження тощо, які діють на комірку під час її наповнення рідинним кристалом.

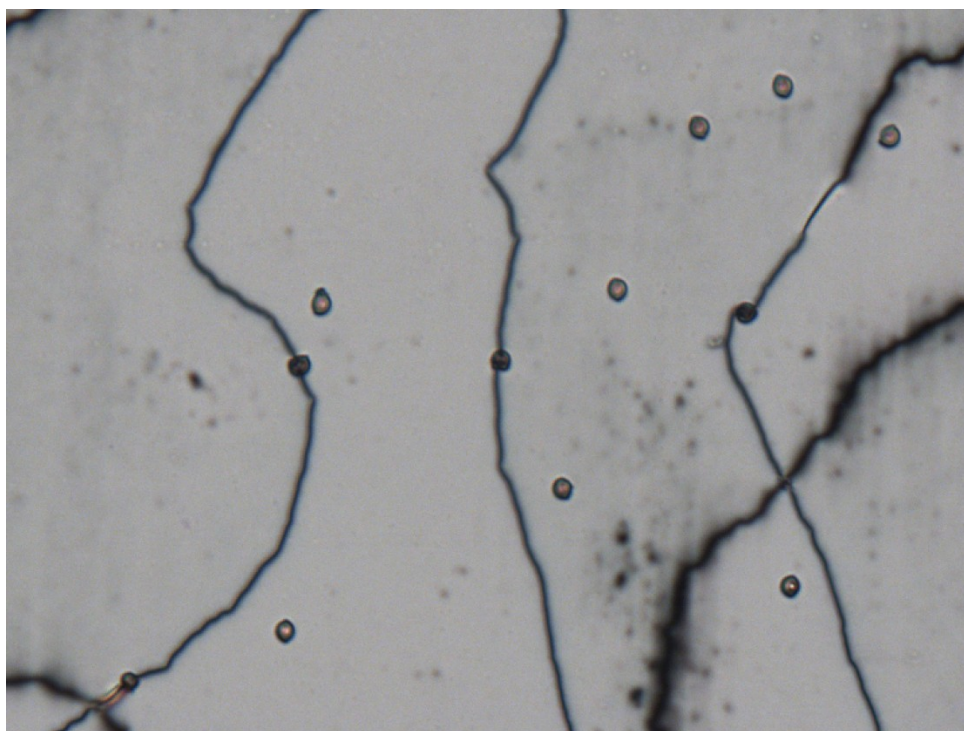


Рис 4.6. Фотографія твіст комірки, заповненої рідинним кристалом 5CB зі скляними сферичними мікрочастинками. Товщина комірки 20 мкм. Вагова концентрація скляних сферичних мікрочастинок 0.1%

Топологічні дефекти, утворені у твіст комірці є дуже непостійними і залежать від конкретних умов експерименту, тому їх важко відтворити і контролювати. Цей факт суттєво ускладнює процес дослідження тим, що призводить до низької відтворюваності та повторюваності експериментальних результатів, що є серйозною перешкодою для дослідження поведінки, заповнених мікрочастинками топологічних дефектів, в середині твіст-комірок.

Другою особливістю конструкції твіст комірок на відміну від інших типів комірок з рідинними кристалами є те, що після заповнення комірки рідинним кристалом, він прагне досягти стаціонарного, однорідного стану, в якому орієнтація його молекул (директора) зазнає найменших збурень та неоднорідностей. Цей стан характеризується тим, що напрямок закручування директора рідинного кристалу є однаковим у всій комірці. Це означає, що після того, як комірка досягне цього однорідного стану, в ній не буде топологічних дефектів, які можуть впливати на її оптичні властивості. Ця особливість ускладнює якісне дослідження поведінки топологічних дефектів, які можуть бути заповнені мікроскопічними частинками для візуалізації їх структури та динаміки у довготерміновій перспективі.

Таким чином, для проведення якісних досліджень, необхідно обрати геометрію комірки, в якій дефект, буде формуватися повторювано та передбачувано, для того, щоб забезпечити відтворюваність експерименту.

4.6.2. Формування топологічного дефекту у клиновидній комірці

Відомо, що в холестеричних рідинних кристалах можна спостерігати велику кількість типів дисклінацій. Найчастіше можна спостерігати одинарну

дисклінацію в картині Кано-Гранжана, що виникає внаслідок переривчастої зміни на півоберту холестеричної спіралі. Така дисклінація має вигляд лінії, навколо якої директор повертається на 180° . [108]

Такі дисклінації утворюються в клиновидних комірках, де товщина шару рідинного кристалу змінюється вздовж одного напрямку, що сприяє утворенню ряду дисклінацій. Клиновидними називають спеціальні комірки, які використовуються для дослідження холестеричних рідинних кристалів. Вони мають форму клину, тобто товщина шару рідинного кристалу змінюється вздовж одного напрямку. Це дозволяє створити градієнт фази і спостерігати різні типи дисклінацій, які виникають в холестеричних рідинних кристалах. (Рис. 4.7.)

Клиноподібні комірки корисні для вивчення оптичних і електричних властивостей рідинних кристалів, особливо холестеричних рідинних кристалів, які мають гвинтову структуру і демонструють селективне відбиття світла. Холестеричні рідинні кристали також можуть утворювати дисклінації - лінійні дефекти молекулярної орієнтації, які впливають на оптичні та електричні перемикальні властивості матеріалу [109].

Наприклад, якщо поверхню комірки обробити так, щоб орієнтувати молекули рідинного кристала паралельно стінкам комірки, але об'ємна орієнтація зазнає викривлення через холестеричну спіраль, дисклінації можуть з'явитися у вигляді ліній, що з'єднують протилежні стінки комірки. Форма і положення дисклінацій залежать від товщини комірки та кроку спіралі. [110] (Рис. 4.7.)



Рис. 4.7. Зображення зон Кано-Гранджана в середині клиновидної комірки заповненої холестеричним Рідинним кристалом представлено у публікації [111]

Такі комірки мають ряд суттєвих переваг, що дозволяють легко контролювати положення дисклінацій, шляхом зміни хіральності рідинного кристалу. Наприклад, використовуючи фоточутливу хіральну домішку.

Молекулярна хіральність відкриває інтригуючі можливості для створення нових технологічних пристроїв та інноваційних матеріалів. Перетворення нематичних рідинних кристалів у хіральну нематичну (індуковану холестеричну) фазу за допомогою хіральної домішки, а також керування структурою та оптичними властивостями фаз рідинних кристалів за допомогою світла відіграють центральну роль у розвитку молекулярних пристроїв та оптичних систем зберігання даних. Раніше, вже неодноразово, було показана велика перспективність використання холестеричних рідинних кристалів, утворених шляхом додавання до нематичного рідинного кристалу фоточутливої хіральної домішки, у оптичних пристроях. Такі рідинно-кристалічні оптичні пристрої, як було продемонстровано, використовують оборотне оптичне перемикання між нематичною та холестеричною фазами, для досягнення певних оптичних чи фізичних параметрів [112-115].

Використання фотоактивних, хіральних домішок до рідинно-кристалічної матриці вже не раз використовувалось для керування положеннями топологічних дефектів, та інших оптичних властивостей рідинних кристалів. Наприклад у дослідженні, приведеному у [92-94, 116] дослідженнях, рідинно-кристалічна нематична матриця, доповнена хіральною біомолекулою провітаміну D, використовувалася для дозиметрії біологічно активного УФ-випромінювання. Відомо, що сонячне (і штучне) УФ-випромінювання спричиняє сонячні опіки (еритему), передчасне старіння шкіри та рак шкіри. Однак ці гострі та хронічні ефекти виникають лише при надмірному впливі ультрафіолету. У правильній дозі ультрафіолетове сонячне світло відіграє важливу позитивну біологічну роль, ініціюючи ендогенний синтез вітаміну D, який є абсолютно необхідним для підтримання здоров'я скелета і кісток [117].

Таким чином, використання фоточутливої хіральної домішки, дозволяє легко змінювати положення топологічних ефектів у клиноподібній комірці, шляхом опромінення її світлом, певної довжини хвилі.

Однак, не дивлячись на всі переваги, клиноподібна комірка, має ряд недоліків, для проведення експериментів, пов'язаних з керуванням, захопленими топологічними дефектами мікрочастинками:

Першим, серйозним недоліком є необхідність використання лише холестеричного рідинного кристалу, що накладає серйозні обмеження на спектр, Рідинних кристалів, що можуть бути використані для експериментальних досліджень.

Одним з основних недоліків використання холестеричних рідинних кристалів у клиноподібних комірках є їхня висока чутливість до зовнішніх умов, таких як температура. Це означає, що структура і властивості цих комірок можуть суттєво змінюватися при зміні температури, навіть незначній. Для холестеричного рідинного кристала крок холестеричної спіралі, що визначає його оптичні характеристики, залежить від температури. Тому будь-яка зміна температури, що відбувається під час експериментального дослідження, може вплинути на результати непередбачуваним чином. Цей факт знижує надійність і

повторюваність експерименту, або вимагає використання складних систем контролю температури для запобігання її впливу на стан рідинного кристала в клиноподібній комірці, в разі проведення експериментів з фоточутливими домішками. Однак ця чутливість, до температури може бути використана і як перевага, якщо метою експерименту є вивчення впливу температури на структуру і поведінку холестеричного рідинного кристала. Наприклад, для вивчення руху мікрочастинок, захоплених за допомогою топологічного дефекту, у клиноподібній комірці шляхом зміни температури.

Ще однією суттєвою проблемою, яка обмежує застосування клиноподібних комірок, є складність вивчення динаміки мікроскопічних об'єктів, наприклад, бульбашок газу, захоплених топологічними дефектами, всередині комірки, якщо їх розмір приблизно того ж порядку, що і товщина комірки. Оскільки ці об'єкти мають розмір, співставний з товщиною комірки, це робить їх чутливими до дії капілярних сил. Ці сили викликать рух цих об'єктів у комірці, що спотворюватиме структуру топологічних дефектів, а отже, погіршуватиме якість експериментів. Крім того, вплив капілярних сил на мікроскопічні об'єкти буде неоднорідним по всій площі комірки, що перешкоджатиме використанню цих комірок для точних вимірювань процесів, які відбуваються в рідинному кристалі під впливом зовнішніх чинників.

Четвертим фактором, що заважає використовувати цю комірку для дослідження візуалізації поведінки топологічних дефектів є тип і форма сформованого топологічного дефекту. В результаті того, що в клиноподібній комірці Кано-Гранджана утворюється стрибок на половину довжини кроку спіралі у рідинному кристалі, між областями з різною кількістю витків утворюється так звана дисклінаційна стінка.

Дисклінаційна стінка - це плоский дефект, який розділяє області з різною орієнтацією молекул рідинних кристалів. У клині Гранджана-Кано молекули рідинних кристалів вирівняні паралельно підкладкам комірки і утворюють гвинтову структуру вздовж товщини комірки. Зі збільшенням товщини комірки рідинно-кристалічна структура проходить серію переходів, де крок спіралі

змінюється на півоберту. (Рис. 4.8.) Ці переходи створюють дисклінаційні стінки, які відокремлюють області з різним кроком спіралі. Форма стінки дисклінації залежить від декількох факторів, таких як тип дисклінації, товщина комірки, поверхневе закріплення та зовнішні поля. [108]

Основною складністю, яка виникає в ході дослідження захоплених цими топологічними дефектами мікрочастинок, полягає в тому, що мікрочастинки в топологічному дефекті, захоплюються на різній відстані від орієнтуючих поверхонь. Таким чином, положення мікроскопічних частинок у дефекті є невизначеним.

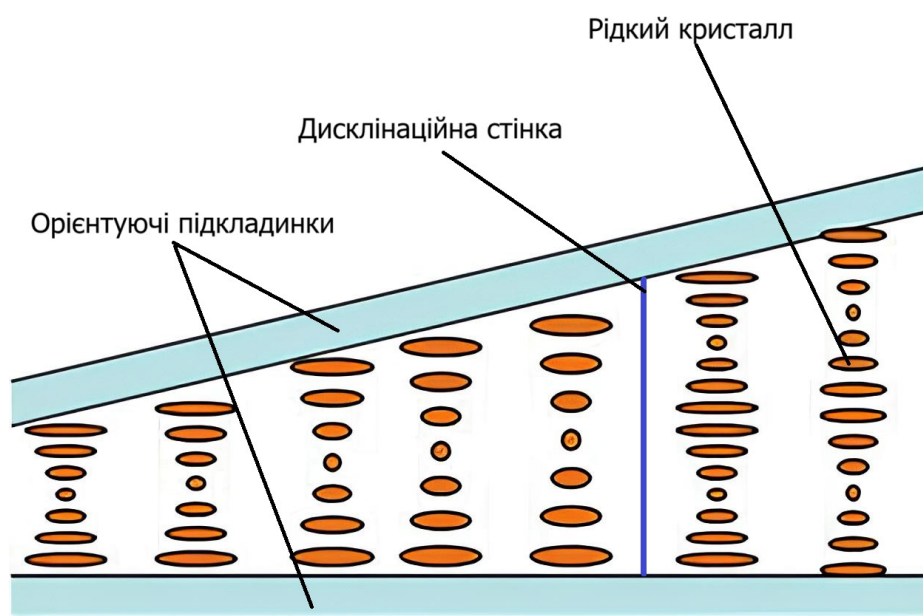


Рис. 4.8. Схематичне зображення розподілу орієнтації директора холестеричного рідинного кристалу у клиновидній комірці та положення топологічного дефекту

Так як цілє даного дослідження це візуалізація топологічного дефекту, шляхом заповнення його частинками мікроскопічного розміру, то, для візуалізації дефекту, необхідна достатньо висока концентрація мікрочастинок у дефекті, щоб його було легко видно неозброєним оком. Однак при достатньо великій концентрації, частинки, захоплені топологічним дефектом, починають

утворювати агрегати, які можуть досягати достатньо великих розмірів, одного порядку з товщиною комірки, що призводить до того що вплив капілярних сил, на ці агрегати, суттєво спотворює форму дефектів, та перешкоджає проведенню вимірів зміни положення топологічного дефекту.

Таким чином, виходячи з раніше вказаних особливостей та недоліків, поданих вище різних типів комірок, для проведення якісних досліджень, необхідно обрати геометрію комірки, в якій дефект, буде формуватися повторювано та передбачувано, а також обрати геометрію комірки, в якій, частинки захоплені топологічним дефектом, матимуть чітко визначене положення та не зазнаватимуть суттєвого впливу зовнішніх сил, для того, щоб забезпечити відтворюваність експерименту.

4.6.3. Формування топологічного дефекту у θ -комірці

Для подолання, попередньо зазначених недоліків, раніше описаних геометрій рідинно-кристалічних комірок, необхідно обрати таку комірку, формування топологічного дефекту у якій не буде прогнозованим та відтворюваним, а положення захоплених мікрочастинок можна буде чітко визначити, відносно орієнтуючих підкладинок. Також, бажано мати таку геометрію рідинно-кристалічної комірки, яка дасть можливість проводити експериментальні дослідження, що базуються на використанні як холестеричного рідинного кристалу так і нематичного, тобто, геометрія комірки, повинна бути такою, що забезпечить прогнозоване та відтворюване формування стабільного топологічного дефекту.

Для того, щоб задовольнити всі необхідні умови експерименту нами було обрано конфігурацію комірки, що носить назву θ -комірка. Такий тип комірки був вперше представлений групою дослідників Сталдером та Шадтом. [118,119] Так звані " θ -комірочки", були вперше використані як поляризаційний перетворювач [119], а згодом для вимірювання кроку спіралі в холестеричних матеріалах з

довгим кроком [118,119]. Рідинно-кристалічна θ -комірка - це тип рідинно-кристалічної комірки, яка має різну орієнтацію молекул на двох її орієнтуючих поверхнях. На одній, з орієнтуючих поверхонь молекули орієнтовані всі паралельно одній осі, тобто в одному напрямку, паралельному площині підкладинки, так звана орієнтація. На протилежній поверхні молекули розташовані по коцентричному колу. Це означає, що молекули повинні поступово змінювати свій напрямок від передньої до задньої поверхні, щоб відповідати різним граничним умовам. (Рис.4.9.)

Молекули, які знаходяться вздовж осі, що паралельні натиранню на однорідно орієнтованій підкладинці, взагалі не повинні закручуватися, тому що вони вже паралельні до орієнтації на обох підкладинках. Однак молекули, що розташовані перпендикулярно до натиранню на однорідно орієнтованій підкладинці, мають проблему, тому що вони не можуть задовольнити паралельне і кругове вирівнювання одночасно. Тому вони утворюють лінію дефекту, де орієнтація молекул не визначена. (Рис.4.9.) Ця лінія дефекту називається лінією дисклінації, і вона проходить паралельно напрямку натирання на однорідно орієнтованій підкладинці. Це явище відбувається в θ -комірці, що містить ахіральний нематичний рідинний кристал, який є типом рідинного кристалу, що не має властивого йому закручування [118, 119].

За умови сильного зчеплення директор рідинного кристалу, на натертій по колу підкладинці, наведеному Рис. 4.9., у верхньому лівому квадранті комірки повертається за годинниковою стрілкою на кут від 0 до $\pi/2$, напрямок обертання директора у верхньому правому квадранті протилежний - проти годинникової стрілки і змінюється на ту саму величину. Картина в комірці симетрична відносно осі ОХ, що проходить через центр комірки. Таким чином, зустріч право- і лівозакручених доменів спричиняє появу топологічного дефекту - лінії дисклінації, яка розташована вздовж осі ОХ.

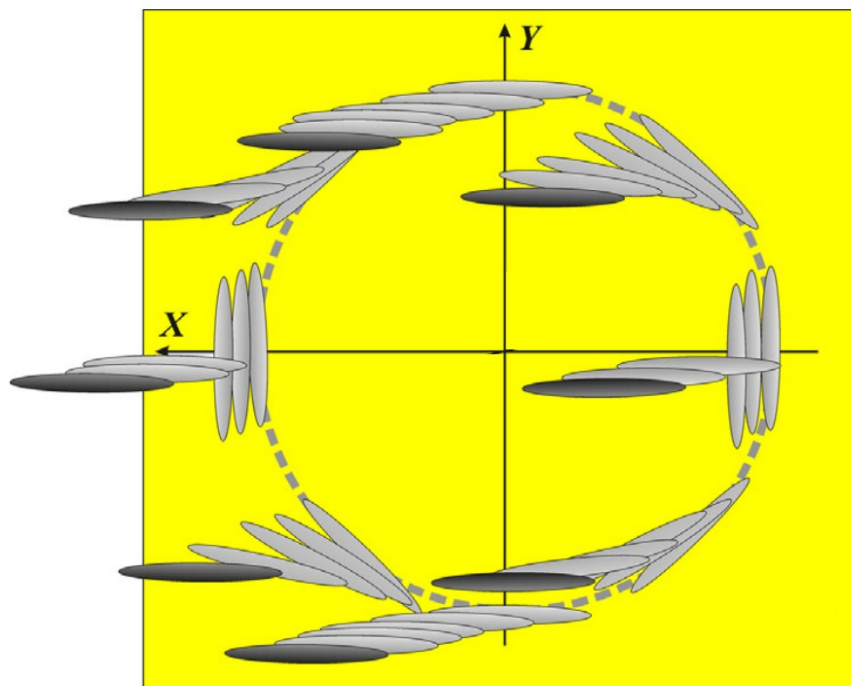


Рис. 4.9. Схематичне зображення орієнтації нематичних молекул рідинного кристалу в θ -комірці. Жовтим кольором показано задню підкладку з круговим притиранням (пунктирне коло). Початок осей x , y розміщено в центрі кругового вирівнювання. Молекули показані темними еліпсоїдами на передній підкладці, а світлими - в глибині комірки. [120]

Така геометрія комірки, гарно задовольняє умовам, необхідних для проведення експериментальних якісних досліджень, з візуалізації топологічного дефекту. У θ -комірці дефект, формується повторювано та передбачувано, а також частинки захоплені топологічним дефектом, матимуть чітко визначене положення та не зазнаватимуть суттєвого впливу зовнішніх сил, завдяки тому, що дефект має ниткоподібну структуру та розміщений на рівній відстані від орієнтуючих підкладок.

4.7. Використані матеріали та приготування зразків

Для наших досліджень ми використовували комірку, виготовлену з двох скляних підкладок, кожна з яких покрита хімічно імідованим поліімідом LARC CP1. LARC CP1 - це тип полііміду, який був розроблений NASA для аерокосмічних застосувань. [121]. Відстань між скляними підкладками задавалася за допомогою каліброваних скляних спейсерів, що встановлювали відстань між підкладками на рівні 20 мкм. Скляні підкладки були вкриті прозорим покриттям оксиду індію-олова. В ході приготування підкладки промивали в ультразвуковому очищувачі протягом 15 хвилин, в деіонізованій воді. Після промивання в воді, підкладки промивалися за допомогою ізопропілового спирту. Промиті підкладки продувалися азотом і прожарювалися в печі при температурі 150°C протягом 20 хвилин.

Шар орієнтуючого полііміду LARC CP1 наносився методом спін-коатингу. На попередньо підготовану підкладку поміщалася крапля з 0,5 % мас. розчину LARC CP1 у метилетилкетоні. Після чого, підкладка розкручувалася до 7000 обертів на хвилину.

Скляні підкладки з нанесеним покриттям полііміду прожарювалися повторно за температурі 120°C протягом 30 хвилин. Цей процес був необхідний, для того, щоб випекти розчинник з шару полііміду. Після прожарювання, для того, щоб отримати попередньо відому, задану орієнтацію молекул рідинного кристалу, на поверхні підкладинок, скляні підкладки з поліімідним покриттям натиралися, за допомогою оксамитової поверхні. Одна з підкладинок натиралася лінійно, для того, щоб задати положення молекул рідинного кристалу в одному напрямку, в той час як іншу підкладку натирали по колу, обертаючи її на оксамитовій натираючій поверхні, забезпечуючи круговий розподіл положення молекул рідинного кристалу на підкладці. Процес натирання задає напрямок орієнтації молекул рідинного кристалу паралельно до напрямку натирання на поверхні підкладки.

Після натирання підкладинок, комірka склеювалася за допомогою фотоадгезивного клею. Відстань між скляними підкладками задавалася за

допомогою каліброваних скляних спейсерів, що встановлювали відстань між підкладками на рівні 20 мкм. (Рис 4.1.)

Після склеювання комірки, вона заповнювалася досліджуванним рідинним кристалом, що знаходиться в ізотропній фазі. Заповнення комірки рідинним кристалом, в ізотропній фазі було необхідно для того, щоб запобігти появі паразитної орієнтації рідинного кристалу, що виникає в результаті руху рідини під час заповнення комірки рідинним кристалом. Після заповнення, комірка повільно охолоджувалася до кімнатної температури.

Таким чином, в результаті, в комірці з рідинним кристалом, утворювався лінійний топологічний дефект (дисклінація). Цей дефект гарно відтворювався та мав відоме та гарно контрольоване положення.

4.8. Візуалізація нерухомого топологічного дефекту спейсерами сферичної форми.

Для того, щоб зробити топологічний дефект гарно видимим неозброєним оком необхідно заповнити його частинками, що будуть гарно розсіювати світло, що виділить топологічний дефект, де концентрація цих частинок велика, у комірці з рідинним кристалом.

Для заповнення топологічного дефекту були обрані калібровані сферичні спейсери. Спейсери - це дрібні кульки, які зазвичай використовуються для створення рівномірного проміжку між двома скляними пластинами. Спейсери що використовувалися нами в експериментальному дослідженні, повинні мати розмір суттєво менший за товщину комірки, для того, щоб мінімізувати вплив граничних умов на їх положення та рух. Для цього були обрані спейсери, що мають діаметр 1-3 мікрометри. Таким чином, розмір цих спейсерів суттєво менший за товщину комірки, яка, в експериментальних дослідженнях складала 20 мікрометрів.

Перед заповненням комірки, спейсери були розміщені у Рідинному кристалі. Концентрація спейсерів у рідинному кристалі 5CB становила 0.5 вагових відсотка.

Для того, щоб отримати рівномірний розподіл спейсерів в об'ємі рідинного кристалу суміш рідинного кристалу і спейсерів була оброблена ультразвуком. Якщо спейсери розподілені нерівномірно, то це може призвести до виникнення агрегатів та неконтрольованих дефектів в орієнтації рідинного кристалу і погіршення якості рідинно-кристалічної комірки після її заповнення. Ультразвукова обробка допомагає розсіяти спейсери в рідинному кристалі за допомогою акустичної сили. Цей метод є ефективним і швидким способом отримання однорідної рідинно-кристалічної комірки.

Після ультразвукової обробки, комірка заповнювалася рідинно-кристалічною сумішшю в ізотропній фазі. Після чого повільно охолоджувалася до кімнатної температури.

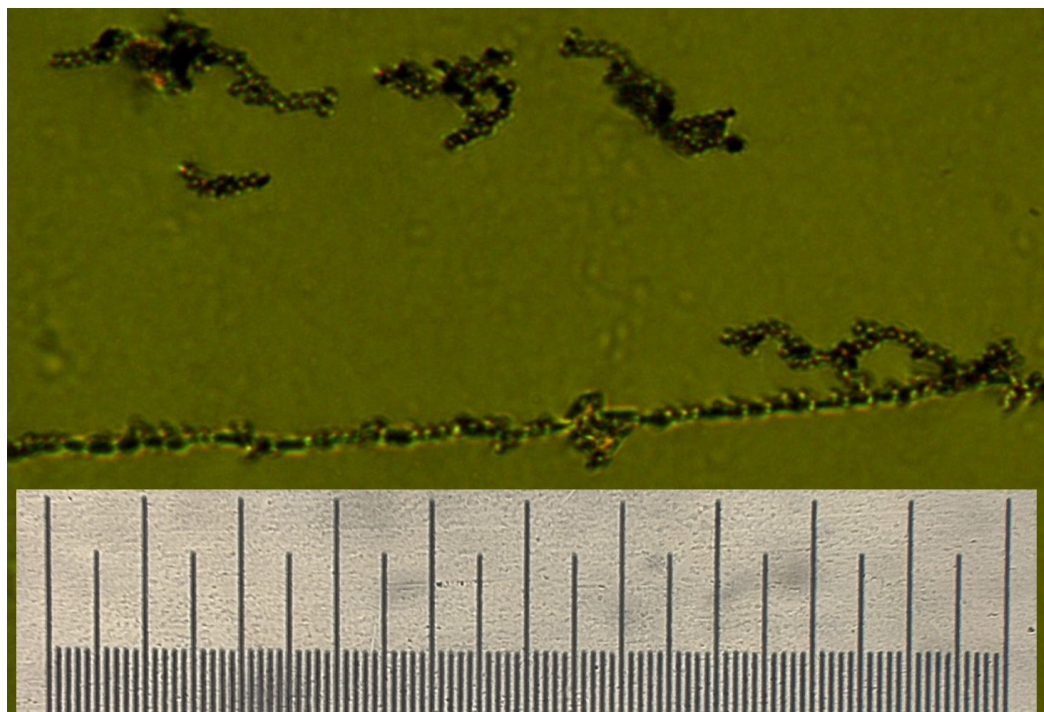


Рис 4.10. Заповнення топологічного дефекту спейсерами (суцільна лінія). Крім захоплених частинок, кластери спейсерів утворюють власні ланцюжки в об'ємі комірки. Масштаб 1 мм додається.

В результаті частинки в комірці, в невеликій кількості, частково утворюють нерегулярні кластери за межами дисклінації, а інші захоплюються дисклінацією.

У перших же експериментах ми зіткнулися з фактом конкуренції між силами, що намагаються розташувати сферичні частинки вздовж лінії дисклінації, та силами, що виникають в наслідок взаємодії сферичних частинок між собою. Результатом є серйозне викривлення розподілу положення сферичних спейсерів відносно очікуваного рівномірного розташування їх вздовж лінії дисклінації.

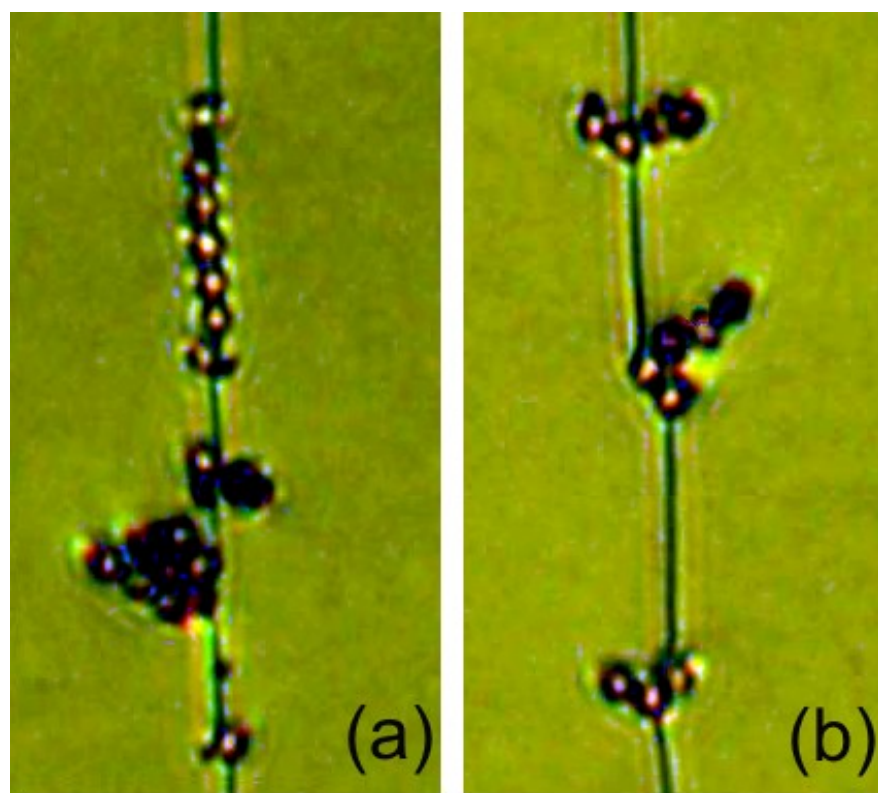


Рис. 4.11. Зразки розподілу скляних спейсерів, захоплених лінією дисклінації: (а) пряме вирівнювання і петлі, (б) вигини і апендикси.

На Рис. 4.11. наведено приклади розподілу спейсерів що спостерігалися в досліджуваній комірці. Нами було показано, що замість очікуваного рівномірного розташування спейсерів вздовж лінії дисклінації, спостерігається велика кількість різноманітних деформацій з елементарними формами вигину, обертання, петлі або апендикса (Рис. 4.12.).

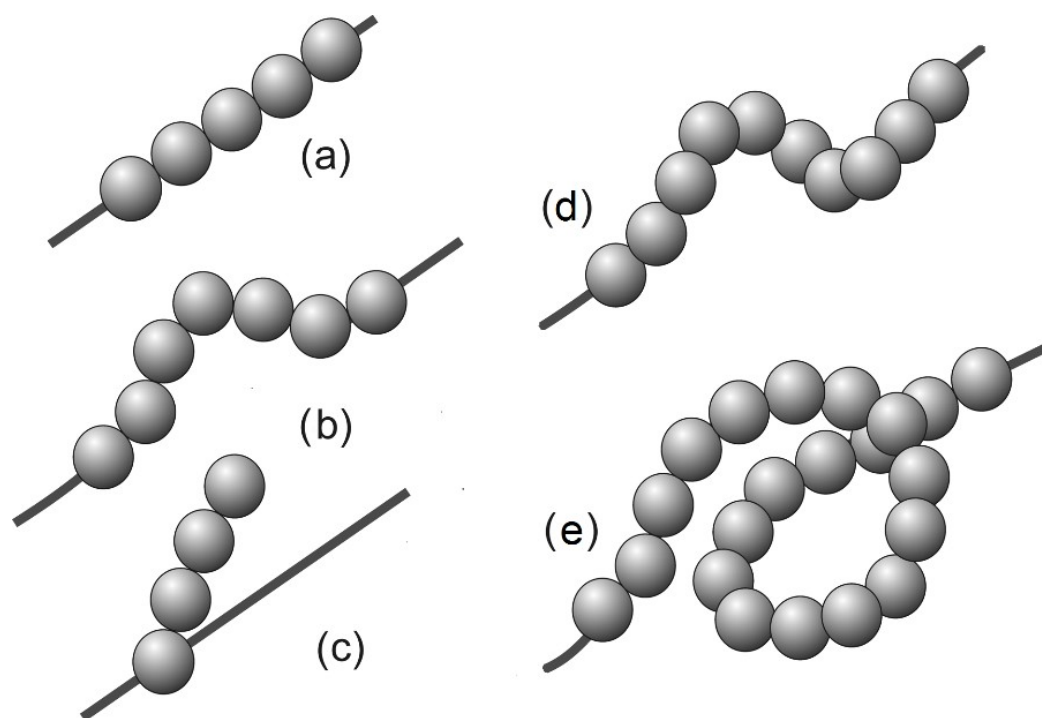


Рис. 4.12. Ескіз елементарних деформацій ланцюжка зі сферичних спейсерів, захоплених у дисклінації: (a) непорушене, (b) зігнуте, (c) апендикс, (d) виток, (e) петля.

При диспергуванні частинок у нематичному рідинному кристалі, тобто в анізотропній рідині, де витягнуті органічні молекули вирівняні в середньому вздовж спільного напрямку, який називається директором, виникають додаткові дальнодіючі сили, зумовлені пружними деформаціями поля директора. Ці сили мають дипольярний або квадрупольярний тип залежно від симетрії конфігурації директора навколо частинки [122126] і вони були підтверджені недавніми експериментами в перевернутих нематичних емульсіях [125, 127, 128]. З іншого боку, топологічні точкові дефекти в орієнтаційному порядку молекул призводять до короткодійючих відштовхувань [125, 128].

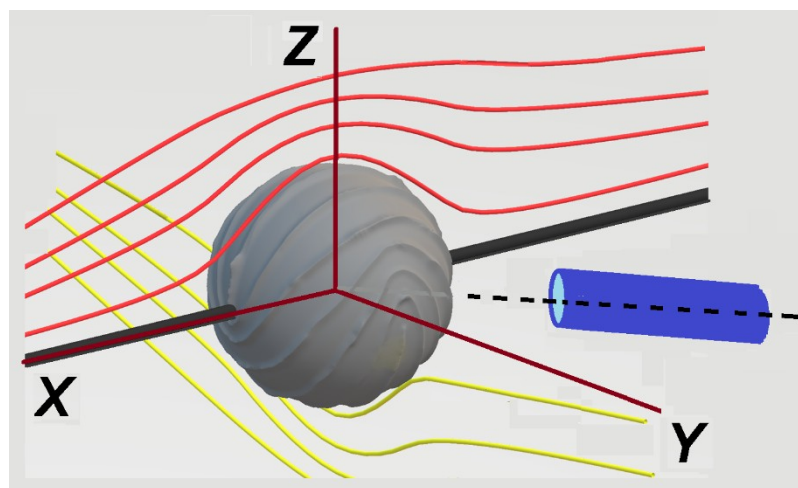


Рис. 4.13. Схематичне зображення ліній директора навколо сферичної частинки, захопленої дисклінацією (товста чорна лінія), орієнтованою вздовж осі x . На нижній стороні дисклінації лінії напрямлені перпендикулярно до осі x , а на верхній - паралельно. Молекули рідинного кристалу приймають орієнтацію в площині x - y , близьку до кута $-\pi/4$.

В результаті дії цих сил, ми бачимо, що за рахунок розподілу директора навколо сферичних спейсерів, та виникнення, в результаті цього додаткових топологічних дефектів, спейсери впливають на дисклінацію таким чином, що вона намагається мінімізувати спотворення параметру порядку рідинного кристалу навколо захоплених частинок, і як результат змінює свою кривину в околиці сфер. Це призводить до того, що дисклінація вигинається і обертається навколо сфер, створюючи різні конфігурації.

Також, в результаті проведених досліджень, ми виявили, що при збільшенні розміру сфер деформації стають більш вираженими, а при збільшенні концентрації сфер деформації стають більш складними і непередбачуваними.

Нами було зроблено висновок, що для того, щоб уникнути спотворень, що виникають в результаті використання сферичних частинок, потрібно обрати частинки, що будуть значно менше спотворювати директор та не будуть утворювати навколо себе дефекти, що будуть призводити до викривлення лінії дисклінації.

4.9. Візуалізація нерухомого топологічного дефекту частинками циліндричної форми

З метою уникнення суттєвого викривлення поля директора частинками були обрані частинки що будуть, як і молекули рідинного кристалу, мати видовжену форму. Такою формою частинок, нами було обрано циліндричні частинки. Циліндричні частинки мають властивість анізотропії, тобто їхні фізичні характеристики залежать від напрямку їхньої осі. Це дозволяє їм орієнтуватися вздовж поля директора рідинного кристалу, не порушуючи його однорідності.

Форма циліндрів, які були дисперговані в нематичному рідинному кристалі, суттєво відрізняється від форми сферичних частинок, описаних вище. Тим не менше, розподіл циліндрів у рівномірно орієнтованому нематичному середовищі є топологічно еквівалентним розподілу сферичних частинок.

Якщо такий стрижень вирівняти приблизно паралельно об'ємному директору (Рис.4.14.), то гомеотропне вирівнювання на його торцях узгоджується з рівномірною орієнтацією середовища, що свідчить про відсутність деформації поля директора на торцях. Хоча діаметр і довжина підвішеного циліндра значно більші за діаметр сферичної частинки, описаної вище, немає жодних ознак додаткового точкового дефекту поблизу циліндричної частинки.



Рис 4.14. Схематичне зображення розподілу молекул рідинного кристалу навколо циліндричної частинки в нематичному рідинному кристалі

Через циліндричну симетрію можна зробити висновок, що поблизу циліндра з'являється дисклінаційне кільце, яке - на відміну від точкових дисклінацій сферичної частинки - не розташоване в центрі підвішеної частинки, а притиснуте до кінців циліндра. Цей висновок є обґрунтованим, оскільки гострі краї циліндрів у будь-якому разі вимагають пружної деформації директора. Знову ж таки, поблизу частинки не видно точкового відхилення, що вказує на ймовірне існування кільцеподібного лінійного відхилення в площині, перпендикулярній до об'ємного директора. [129]

Виходячи з вищесказаного, нами, для проведення експериментального дослідження, було обрано циліндричні частинки діаметром 5 мікрометрів і довжиною близько 20 мікрометрів.

Так як розмір стрижнів був доволі великий та, за своїм розміром наближувався до товщини комірки, що використовувалася у попередніх дослідженнях, необхідно було використовувати комірку з більшою товщиною, що забезпечить мінімізацію впливу границь комірки. Для цього, товщина комірки була збільшена до 50 мікрометрів. Для завдання товщини такої комірки використовувалися не калібровані скляні спейсери, а калібрована по товщині тефлонова плівка, з товщиною 50 мікрометрів.

Так само як і у випадку зі сферичними спейсерами, спейсери були дисперговані у рідинному кристалі 5CB та розподілені за допомогою ультразвуку. Комірка заповнювалася рідинно-кристалічною сумішшю в ізотропній фазі. Після чого повільно охолоджувалася до кімнатної температури.

В результаті, як і в випадку зі сферичними спейсерами, циліндри в комірці, в невеликій кількості, частково утворюють нерегулярні кластери за межами дисклінації, а інші захоплюються дисклінацією. Але, на відміну від сферичних спейсерів, циліндричні частинки значно краще вкладаються в дисклінацію.

На відміну від сферичних спейсерів циліндричні частинки не спотворюють форму дисклінації та розміщуються паралельно до напрямку дисклінації. (Рис. 4.15.)



Рис.4.15. Фотографія захоплення циліндричних частинок в лінії дисклінації.
Діаметр скляного циліндра становить 5 мікрометрів, а довжина 20 мікрометрів.

Як видно, на прикладі Рис.4.15. циліндричні частинки заповнюють дисклінацію набагато однорідніше, ніж сферичні, але утворюють велику кількість різноманітних апендиксів, що лежать, здебільшого перпендикулярно до лінії дисклінації.

Наявність апендиксів обумовлена тим фактом, що, в рідинному кристалі поблизу дисклінації, існують дві конкуруючі сили, що діють на циліндричні частинки:

- 1) Сила що намагається знизити напругу в рідинному кристалі за рахунок заповнення дисклінації частинками.
- 2) Сила яка намагається орієнтувати циліндричні частинки паралельно до напрямку орієнтації директора рідинного кристалу.

Під дією першої сили частинки намагаються орієнтуватися паралельно до напрямку дисклінації, максимально заповнюючи собою довжину лінії топологічного дефекту.

Під дією другої сили циліндричні частинки орієнтуються під кутом 45° до лінії дисклінації так як поблизу дисклінації напрямок директора рідинного кристалу знаходиться під 45° до неї. (Рис. 4.13.)

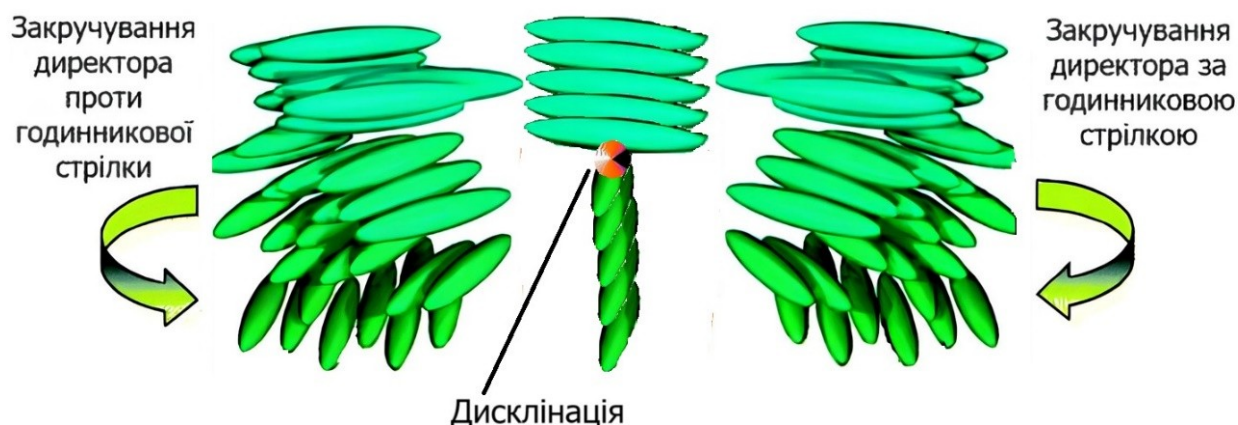


Рис 4.16. Схематичне зображення розподілу директора Рідинного кристалу поблизу топологічного дефекту у θ -комірці, заповненій нематичним рідинним кристалом.

Як видно з Рисунку 4.16. поблизу дисклінації, директор рідинного кристалу знаходиться майже під прямим кутом до дисклінації, що призводить до того, що деякі частинки орієнтуються за напрямком орієнтації молекул рідинного кристалу, тобто під 45° до дисклінації.

Однак, в ході проведення експериментальних досліджень, нами було показано що зі збільшенням довжини циліндричних частинок кількість апендиксів (циліндричних частинок що орієнтувалися під 45° до напрямку лінії дисклінації) зменшувалось.

Цей факт можна пояснити тим, що зі збільшенням довжини циліндричної частинки, вплив на неї дисклінації суттєво зростає, що призводить до того, що ці частинки значно краще заповнюють лінію дисклінації та менше спотворюють її форму.

Зважаючи на цю особливість поведінки циліндричних частинок, захоплених топологічним дефектом в рідинному кристалі, нами було прийнято рішення дослідити поведінку частинок, довжина яких була значно більшою за діаметр частинки, таких як довгі дроти та нитки.

4.10. Візуалізація нерухомого топологічного дефекту, шляхом заповнення його циліндричними частинками з великою довжиною

Для візуалізації топологічного дефекту шляхом заповнення його циліндричними частинками з великою довжиною, нами було обрано нитки з металізованим покриттям, а саме люрекс. Це нитки, які складаються з тонкої металізованої нитки, яка виділяється своїм характерним металевим блиском, що робить таку нитку добре видимою при умові її маленької товщини. Люрексові нитки можуть мати забарвлення різного кольору що дозволяє добре бачити її в Рідинному кристалі різного забарвлення. Так, наприклад для рідинного кристалу LC440, що має жовто-помаранчеве забарвлення, легко підібрати люрексову нитку, що буде добре контрастувати з кольором рідинного кристалу.

Для експериментальних досліджень нами було використано нитки люрексу довжиною приблизно 5 міліметрів та товщиною 5 мікрометрів.

Люрексові нитки, як і в попередніх експериментах зі сферичними спейсерами та циліндричними скляними частинками, були дисперговані в рідинному кристалі 5CB. Нитки були рівномірно розподілені, в об'ємі рідинного кристалу, шляхом ультразвукової обробки. Після ультразвукової обробки, рідинно-кристалічною суспензією з люрексовими нитками була заповнена скляна θ -комірка. Проміжок між скляними підкладами, у θ -комірці, складав 50 мікрометрів. Після заповнення комірка повільно охолоджувалася до кімнатної температури.

Після охолодження, комірки до кімнатної температури в комірці була сформована гарна лінія дисклінації, що майже ідеально захопила люрексову

нитку. На Рисунку 4.17. добре видно що люрексова нитка та лінія дисклінації майже повністю співпадають, по своєму положенню, між собою. Однак на лівому краї зображення видно, що, лівій частині комірки, поблизу стінки, дисклінація пошкоджена дефектами і відокремлюється від нитки.

Виникнення цих дефектів обумовлене тим фактом, що в ході розрізання нитки на частини, лезо ножиць суттєво деформує та пошкоджує поверхню нитки, що призводить до того що в результаті орієнтація директора, на поверхні такої нитки, стає непередбачуваною. Такий, непередбачуваний розподіл директора Рідинного кристалу на поверхні люрексової нитки призводить до того, що навколо цієї частини нитки виникає велика кількість непередбачуваних дефектів та відділення основної лінії дисклінації від нитки.

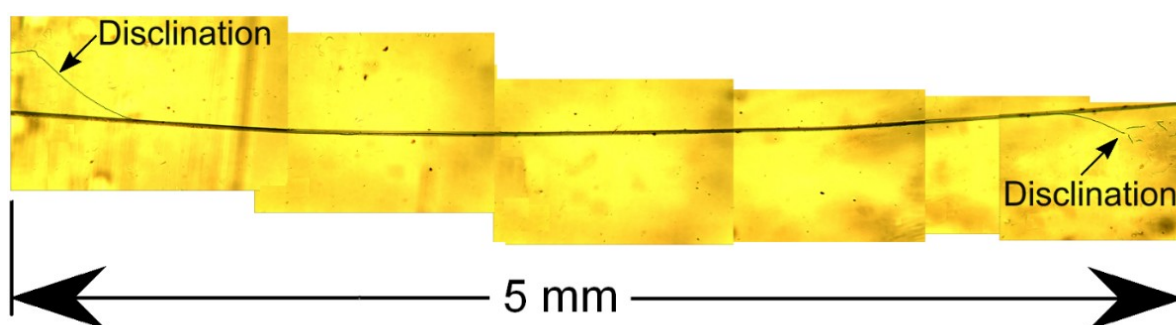


Рис. 4.17. Об'єднана фотографія люрексової нитки, захопленої лінією дисклінації

В правій частині Рисунка 4.17. також видно відділення дисклінації від люрексової нитки. Це відбувається за рахунок того, що поблизу центру комірки, орієнтація рідинного кристалу стає невизначеною що призводить до того, що виникає велика кількість дефектів та доменів з різною орієнтацією. Ця особливість θ -комірки призводить до того, що у центральній частині комірки, напрямок розповсюдження дисклінації стає невизначеним та зазнає суттєвого впливу спотвореної орієнтації директора в цій області.

В інших частинах люрексової нитки дисклінація збігається з ниткою, захоплюючи її на всій довжині.

Завдяки тому, що нитка має велику довжину в порівнянні з її шириною дисклінація не зазнає спотворень в результаті утворення дефектів на її краях, як це відбувається зі сферичними та циліндричними частинками.

Також нитки, великої довжини гарно заповнюють дисклінацію, не відхиляючись від основного напрямку дисклінації, так як вплив сил взаємодії між ниткою та дисклінацією, значно сильніший за вплив сил, що намагаються орієнтувати нитку за напрямком директора Рідинного кристалу.

Таким чином, нами було показано, що, в результаті проведеного дослідження, нами було показано, що нерухомий топологічний дефект (дисклінація) гарно візуалізується шляхом заповнення його циліндричними частинками, а саме люрексовою ниткою. Дефект заповнений такою ниткою є гарно видимим неозброєним оком та не спотворюється під дією цих частинок.

Наступним кроком, для дослідження візуалізації топологічного дефекту стало дослідження можливості рухати захоплені частинки топологічним дефектом, у випадку, коли дефект починає змінювати своє положення в результаті дії на нього зовнішніх факторів наприклад зміни хіральності, або граничних умов, впливу на комірку зовнішніх електричних або магнітних полів, тощо.

Таке дослідження є необхідним для того, щоб впевнитися у тому, що дисклінація здатна не тільки захопити об'єкт великого розміру, таких як люрексова нитка, а й переміщувати його в об'ємі комірки з Рідинним кристалом.

4.11. Візуалізація рухомого топологічного дефекту, шляхом заповнення його циліндричними частинками з великою довжиною

Для того, щоб дослідити рух топологічного дефекту, з захопленими у ньому частинками необхідно створити комірку, в якій, у нас буде можливість керувати положенням дефекту, шляхом впливу на комірку.

Для того, щоб впевнитися, що рух захоплених частинок, в комірці є наслідком того, що він притягується до дефекту, рухається з ним, в наслідок його

притягання до дефекту. Тобто, нам необхідно керувати положенням топологічного дефекту, не впливаючи на захоплені частинки. Саме через це, ми не маємо можливості використовувати вплив зовнішніх полів, на комірку, таких як електричне чи магнітне. Причиною тому, що ми не можемо використовувати вплив зовнішніх полів, є те, що вплив зовнішніх полів на частинки, особливо на металізовані нитки люрексу, може бути значно сильніший, за вплив на рідинний кристал, що призведе до руху і орієнтації цих частинок в зовнішньому полі. Це призведе до суттєвих спотворень результатів експерименту та неможливості визначення природи руху захоплених, топологічним дефектом, частинок.

Тобто, нам треба здійснювати вплив на комірку заповнену рідинно-кристалічною суспензією з мікрочастинками, таким чином, щоб змінити розподіл орієнтації рідинного кристалу, не впливаючи на самі мікрочастинки.

Такий вплив можна отримати впливаючи на хіральність рідинного кристалу, або на одну з орієнтуючих поверхонь.

Спираючись на дослідження, проведені в розділі 3, нами було обрано метод фотоорієнтації молекул рідинного кристалу на фоточутливій поверхні.

Нами була використана комірка θ -комірка, яка складалася з двох частин. Одна з них - це референтна частина, на якій був нанесений шар поліімиду (Kapton). Цей шар мав анізотропну структуру, яка створювалася за допомогою тертя, і визначала планарну і гомогенну орієнтацію молекул рідинного кристалу на поверхні.

Друга частина комірки - це контрольна частина, на якій був нанесений шар фоточутливої плівки з флюоро-полівініл-циннамату (PVCN) [85], яка слугувала фотоорієнтуючим агентом. Перед наповненням комірки, плівка PVCN опромінювалася рівномірним поляризованим світлом, яке формувало гомогенну планарну орієнтацію на її поверхні. Відстань між частинами комірки, яка дорівнювала $d = 50$ мкм, точно регулювалася каліброваними прокладками, розмір яких був відомий. Частини комірки склеювалися одна до одної в місцях розташування орієнтуючих плівок.

Коли комірка була змонтована, а її частини скріплені одна з одною, комірка розміщувалася на металевій пластині, яка підігрівалася до 40°C. Комірка наповнювалася нематичним рідинно-кристалічною суспензією з люрексовими нитками, яка також підігрівалася вище температури переходу в ізотропну фазу. В ролі рідинно-кристалічного носія, для мікроскопічних стрижнів великої довжини, використовувався нематичний рідинний кристал 5CB (4-ціано-4'-пентилбіфеніл). При наповненні, температура Рідинного кристалу була 40°C. Рідинно-кристалічна суспензія потрапляла у проміжок між частинами комірки за допомогою капілярного ефекту. Після чого комірка охолоджувалася до кімнатної температури.

Для того щоб змінити положення топологічного дефекту в θ -комірці, підготовлену і заповнену комірку, опромінювали за допомогою поляризованого світла ультрафіолетового діодного лазера, який генерував лінійно поляризоване світло. Комірка була повернута до вхідного ультрафіолетового променя своєю контрольною частиною, тобто спочатку діяла на плівку PVCN. Світло, яке видавав лазер, спочатку проходило через поляризатор, в ролі якого виступала призма глена-томпсона, потім, проходило через скляну частину комірки з нанесеною на неї світлочутливою плівкою PVCN, внаслідок чого на плівці утворювалася легка вісь орієнтації, яка зумовлювала орієнтацію молекул Рідинного кристалу на поверхні плівки відповідно до напрямку поляризації світла.

В результаті пререорієнтації молекул рідинного кристалу на поверхні фотоорієнтуючої плівки, змінюється і розподіл орієнтації молекул рідинного кристалу в об'ємі комірки, що призводить до зміни розподілу директора в об'ємі. Через зміну розподілу молекул рідинного кристалу в об'ємі, змінюється положення топологічного дефекту. Переміщення дефекту, має викликати зміну положення захоплених ним мікрочастинок як було показано в роботах [130-132] направлених на дослідження переміщення нано- та мікрочастинок захоплених топологічними дефектами в рідинних кристалах.

Однак, на відміну від проведених попередніх досліджень, нами було використано люрекові циліндричні стрижні з великою довжиною, що суттєво вплинуло на можливість їх переміщення.

Не дивлячись на всі переваги, люрекової нитки в ролі частинок, що візуалізують топологічний дефект в рідинному кристалі, в ході експериментальних досліджень, було виявлено ряд недоліків, що не дозволяють використовувати її в якості об'єкта для візуалізації топологічного дефекту.

Так як розмір та вага люрекової нитки є доволі великим виникає складність її переміщення через її велику інертність. Енергії дисклінації не вистачає для того, щоб змінити положення довгої люрекової нитки в об'ємі рідинного кристалу, що призводить до того, що дисклінація відділяється від нитки та рухається самостійно.

Вирішенням цієї проблеми стало використання частинок люрекової нитки з меншою довжиною. Для нашого експериментального дослідження ми використали нитки довжиною 1 міліметр.

Такі частинки значно краще рухаються разом з дисклінацією та значно менше відділяються від дисклінації, що суттєво покращує візуалізацію руху дисклінації.

Другим суттєвим недоліком, притаманним ниткам люрексу їх велика пружність та жорсткість.

В разі виникнення деформації ниток люрексу, тобто якщо частинка люрекової нитки, за формою відрізняється за формою від прямого циліндричного стрижня, дисклінація не має достатньо енергії для того, щоб протистояти викривленням та деформаціям нитки. Це призводить до того, що дисклінація відділяється від такої нитки, що призводить неможливості пересування таких частинок дисклінацією, в об'ємі рідинного кристалу. (Рис.4.18.)

Також, суттєвим недоліком появи цих частинок, в рідинно-кристалічній суспензії є той факт, що в результаті їх деформації та великого розміру, вони

починають взаємодіяти з орієнтуючими поверхнями рідинно-кристалічної θ -комірки, що призводить до спотворення лінії дисклінації та, як результат, неможливості використання спостереження руху цієї дисклінації для вимірювання зміни параметрів рідинного кристалу.

Для того, щоб уникнути цих проблем, нами було вирішено використати матеріал, що буде, мати значно меншу вагу та буде м'якшим за металізовану нитку люрексу. В якості такого матеріалу нами було обрано нитки, виготовлені з бавовни.

Бавовна, в порівнянні з люрексом, має значно меншу вагу. Що значно спрощує її переміщення топологічним дефектом в Рідинному кристалі. Також бавовна є значно більш гнучкою на відміну від люрексу через те, що матеріал бавовни, значно м'якший за металізоване покриття люрексової нитки.

θ -комірка заповнена рідинно-кристалічною суспензією з бавовняними мікрочастинками готувалася за аналогічною процедурою, що і з люрексовими мікрочастинками.

Бавовняні нитки добре заповнювали топологічний дефект майже ідеально вкладаючись по всій його довжині. Лише деякі нитки мали невеликі відхилення від лінії дисклінації на краях де проводилося розрізання бавовняної нитки, що не мало суттєвого впливу на форму та рух дисклінації. Рис. 4.18.

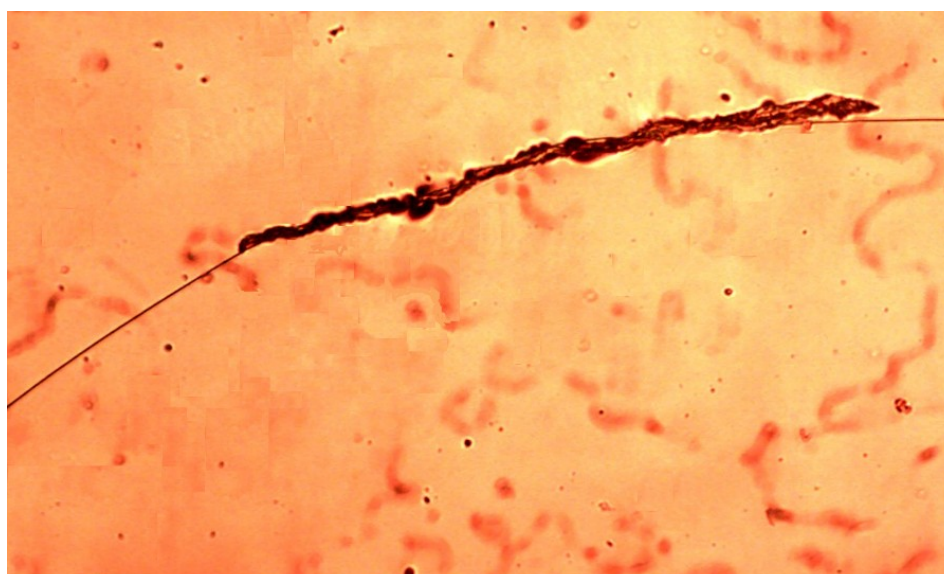


Рис. 4.18. Фотографія захопленої топологічним дефектом (дисклінацією), частинки бавовняної нитки.

Як і в попередньому випадку, комірка опромінювалася лінійно поляризованим, ультрафіолетовим світлом, що призводило до зміни вісі легкої орієнтації на поверхні фоточутливого, орієнтуючого шар PVCN. Як наслідок, це призводило до зміни орієнтації молекул рідинного кристалу на поверхні фоточутливого шару, а потім і в об'ємі рідинного кристалу. Це призводило до зміни положення топологічного дефекту (дисклінації) в рідинному кристалі.

В порівнянні з люрековими нитками, бавовняні нитки значно легше рухаються разом з дисклінацією, так як їх вага, а отже і інерція значно менша.

Другою перевагою бавовняних ниток, в порівнянні з люрековими полягає в їх значно більшій м'якості. Це призводить до того, що навіть деформовані ниточки, легко вкладаються у лінію дисклінації, не спотворюючи її та не взаємодіючи з орієнтуючими поверхнями, що робить використання коротких бавовняних ниток чудовим методом для візуалізації руху топологічних дефектів.

Висновки до розділу 4

- Було продемонстровано, що форма та положення дисклінації в рідинних кристалах відповідає заданому розподілу орієнтації молекул рідинного кристалу на фото-орієнтуючій підкладці. Фотоорієнтація молекул рідинного кристалу змінює орієнтацію рідинно-кристалічного директора на підкладці, що впливає на розподіл директора в об'ємі і, таким чином, на азимутальний кут дисклінації.

- Було розроблено метод маніпулювання положенням лінійного топологічного дефекту (дисклінації) в нематичній рідинно-кристалічній комірці за допомогою фотоорієнтації на одній з підкладок.

- Було експериментально досліджено залежність кута переорієнтації дисклінації як функцію кута поляризації та дози опромінення ультрафіолетовим світлом.

Було досліджено ряд об'єктів мікроскопічного розміру, різної форми, що можуть бути захоплені топологічним дефектом в рідинному кристалі. Було показано що мікроскопічні кульки сильно спотворюють форму дефекту, за рахунок того, що директор рідинного кристалу, навколо них зазнає сильного спотворення, що спотворює форму топологічного дефекту та призводить до формування витків, апендиксів та петель в лінійному топологічному дефекті в θ -комірці.

Було дослідження можливості використання мікрочастинок циліндричної форми, різної довжини для візуалізації топологічного дефекту. В результаті дослідження проведеного в цьому розділі ми побачили що циліндричні мікрочастинки гарно заповнюють топологічний дефект та не спотворюють його форми, на відміну від сферичних. Однак при достатньо короткій довжині цих стрижнів, виникають апендикси та відгалуження від лінії дисклінації, обумовлені тим фактом що частинки мають тенденцію до орієнтації не тільки вздовж дисклінації ай вздовж директора рідинного кристалу. Збільшуючи довжину цих стрижнів ми побачили, що кількість цих апендиксів зменшується через те, що вплив дисклінації на стрижень великої довжини, значно переважає вплив директора рідинного кристалу, що наштовхнуло нас на проведення досліджень з захоплення довгих ниткоподібних структур.

- Експериментально було показано можливість візуалізації переміщення топологічного дефекту за допомогою ниток, мікроскопічної товщини та міліметрової довжини.

- Були досліджені металізовані дроти та волокна бавовни. В результаті експериментально було показано необхідність використання, для візуалізації переміщення топологічного дефекту, об'єктів великої довжини та низької маси.

- Отримані результати та розроблена методика може бути використана для точного контролю і позиціювання частинок, захоплених топологічним дефектом, точної дозиметрії різних типів випромінювання або в деяких інших галузях.

ВИСНОВКИ

Отже, за підсумками проведення даної дисертаційної роботи вирішена актуальна задача - експериментальне дослідження механізмів та методів керування топологічними дефектами в рідинних кристалах. В ході дисертаційної роботи було досліджено можливість захоплення та транспортування топологічними дефектами частинок різної форми, що мають мікронний розмір. Також в результаті досліджень проведених в дисертаційній роботі запропоновано та експериментально продемонстровано можливість побудови оптичних поляризаційних приладів на основі комбінованих рідинно-кристалічних комірок з попередньо сформованим розподілом кута закручування.

Висновки, що узагальнюють наукові та практичні результати, полягають у наступному:

1. Вперше експериментально виявлено ефект формування поляризаційної структури концентричних кілець при опроміненні фотоорієнтуючої поверхні комбінованої рідинно-кристалічної комірки. Було показано, що при опроміненні такої комбінованої комірки з нематичним рідинним кристалом, лінійно поляризованим світлом, на поверхні фоточутливого шару халькогеніду кристалі утворюється реорієнтаційна структура, що виглядає як концентричні кільця з різним напрямком орієнтації молекул рідинного кристалу. Утворені структури можна спостерігати за допомогою поляризаційного мікроскопа.
2. Для пояснення механізму утворення структури коцентричних кілець було запропоновано теоретичну модель та проведено комп'ютерне моделювання процесів нагрівання та розповсюдження світла у комбінованій комірці під час опромінення її лінійно поляризованим світлом. Були отримані чисельні результати, які підтвердили експериментальні дані про формування поляризаційної структури концентричних кілець в наслідок неоднорідного нагрівання рідинного кристалу від, опромінюємої лазерним світлом, халькогенідної плівки, що

призвело до неоднорідного розподілу двопротенезаломлення в рідинному кристалі.

3. Запропоновано та експериментально продемонстровано, на прикладі Гауссової лінзи, можливість побудови оптичних елементів на основі комбінованих рідинно-кристалічних комірок з попередньо сформованим розподілом кута закручування. Було показано, що, за допомогою комбінованих комірок з різними розподілами кута закручування можливо формувати та моделювати розповсюдження світла.
4. Показана можливість точного та оборотного позиціонування топологічного дефекту та захоплених ним частинок шляхом зміни орієнтації рідинного кристалу на фотоорієнтуючій поверхні в комбінованій θ -комірці.
5. Показано експериментально можливість переміщення, топологічним дефектом, частинок мікроскопічного розміру та міліметрової довжини, на прикладі металізованого дроту та бавовняного волокна.
6. Розроблено механізм візуалізації переміщення топологічного дефекту у рідинно- кристалічній комірці за допомогою циліндричних частинок мікронного розміру, та міліметрової довжини

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] Yaroshchuk O, Reznikov Y. Photoalignment of liquid crystals: basics and current trends. *J. Mater. Chem.* 2012;22:286–300. doi:10.1039/C1JM13485J
- [2] Guo Q, Srivastava AK, Chigrinov VG, et al. Polymer and azo-dye composite: a photo-alignment layer for liquid crystals. *Liq Cryst.* 2014;41(10):1465–1472. doi:10.1080/02678292.2014.926404
- [3] Kang H, Choi Y-S, Kang D, et al. Photoalignment behaviour on polystyrene films containing chalcone moieties. *Liq Cryst.* 2015;42(2):189–197. doi:10.1080/02678292.2014.974699
- [4] Ермаков, С. Ф. Трибология жидкокристаллических наноматериалов и систем / С. Ф. Ермаков. - Минск: Беларус. Навука, 2011, - 381 с.
- [5] Kuczynski W., Stegemeyer H. Grandjean-Cano steps in a wedge-shaped sample of liquid-crystalline “Blue Phase” *The Science of Nature* 1980 67(6):310-310 DOI: 10.1007/BF01153503
- [6] P. de Gennes. *The Physics of Liquid Crystals*-Clarendon Press, Oxford 1974-399p.
- [7] Reinitzer, Friedrich (1888). "Beiträge zur Kenntniss des Cholesterins". *Monatshefte für Chemie (Wien)* 9 (1): 421–441. doi:10.1007/BF01516710
- [8] Qizhen Liang; Pengtao Liu; Cheng Liu; Xigao Jian; Dingyi Hong; Yang Li. (2005). "Synthesis and Properties of Lyotropic Liquid Crystalline Copolyamides Containing Phthalazinone Moieties and Ether Linkages". *Polymer* 46 (16): 6258–6265.
- [9] L.M. Blinov *Electrooptic Effects in Liquid Crystal Materials*. — Springer, 1978
- [10] Madsen, L. A.; Dingemans, T. J.; Nakata, M.; Samulski, E. T. (2004). "Thermotropic Biaxial Nematic Liquid Crystals". *Phys. Rev. Lett.* 92 (14): 145505.
- [11] Беляков В.А. Жидкие кристаллы. – М.: Знание, 1986.- 160с.

- [12] Gray, George William; Harrison, Ken J.; Nash, J A. (1973). "New family of nematic liquid crystals for displays". *Electronics Letters*. 9 (6): 130–131. doi:10.1049/el:19730096
- [13] Li, J., Gauza, S., & Wu, S.-T. (2004). Temperature effect on liquid crystal refractive indices. *Journal of Applied Physics*, 96(1), 19–24. doi:10.1063/1.1757034
- [14] Sorokin, N. I. (2016). Impedance of the SnO₂|liquid crystal ZhK-440|SnO₂ system. *Russian Journal of Electrochemistry*, 52(1), 91–93. doi:10.1134/s1023193515120113
- [15] Guyon, E. (1973). Some Experimental Effects in Films of Ordered Matter. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 10(5), 681–686. doi:10.1116/1.1318413
- [16] Haller, I. (1972). Elastic Constants of the Nematic Liquid Crystalline Phase of p-Methoxybenzylidene-p-n-Butylaniline (MBBA). *The Journal of Chemical Physics*, 57(4), 1400–1405. doi:10.1063/1.1678416
- [17] Yaroshchuk, O., & Reznikov, Y. (2012). Photoalignment of liquid crystals: basics and current trends. *J. Mater. Chem.*, 22(2), 286–300. doi:10.1039/c1jm13485j
- [18] Huh, Y. H., Shin, J. C., Kim, Y. C., & Park, B. (2012). Reflective type Solar-LCDs by using polarizing polymer solar cells. *Optics Express*, 20(S2), A278. doi:10.1364/oe.20.00a278
- [19] Janning, J. L. (1972). Thin film surface orientation for liquid crystals. *Applied Physics Letters*, 21(4), 173–174. doi:10.1063/1.1654331
- [20] Proust, J. E., & Ter-Minassian-Saraga, L. (1976). Structure, free energy of adhesion and disjoining pressure in a solid-nematic thermotrope system. *Colloid and Polymer Science*, 254(5), 492–496. doi:10.1007/bf01410916
- [21] Kahn, F. J. (1973). Orientation of liquid crystals by surface coupling agents. *Applied Physics Letters*, 22(8), 386–388. doi:10.1063/1.1654684
- [22] Ichimura, K., Suzuki, Y., Seki, T., Hosoki, A., & Aoki, K. (1988). Reversible change in alignment mode of nematic liquid crystals regulated photochemically by command surfaces modified with an azobenzene monolayer. *Langmuir*, 4(5), 1214–1216. doi:10.1021/la00083a030
- [23] Gibbons, W. M., Kosa, T., Palffy-Muhoray, P., Shannon, P. J., & Sun, S. T. (1995). Continuous grey-scale image storage using optically aligned nematic liquid crystals. *Nature*, 377(6544), 43–46. doi:10.1038/377043a0

[24] Schadt, M., Schmitt, K., Kozinkov, V., & Chigrinov, V. (1992). Surface-Induced Parallel Alignment of Liquid Crystals by Linearly Polymerized Photopolymers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 31(Part 1, No. 7), 2155–2164. doi:10.1143/jjap.31.2155

[25] A. Dyadyusha, V. Kozinkov, T. Marusii, Y. Reznikov, V. Reshetnyak, and A. Khizhnyak, “Light-induced planar alignment of nematic liquid crystal on anisotropic surface without microgrooves”, *Ukr. Fiz. Zh.* **36**, 1059–1061 (1991).

[26] A. G. Dyadyusha, T. Ya. Marusii, V. Yu. Reshetnyak, Yu. A. Reznikov and A. I. Khizhnyak, “Orientational effect due to a change in the anisotropy of the interaction between a liquid crystal and a bounding surface” *JETP Lett.*, 56, 17–21, (1992).

[27] Hasegawa, M. (2000). Key Molecular Structure Determination of Photoalignment Materials from the Effects of Linearly Polarized Deep UV Light on Several Polymers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 39(Part 1, No. 3A), 1272–1277. doi:10.1143/jjap.39.1272

[28] H. Monobe, K. Kiyohara, N. Terasawa, M. Heya, K. Awazu and Y. Shimizu, “Infrared photoinduced alignment change for triphenylene-based columnar liquid crystals by using free electron laser” *Thin Solid Films*, 438–439, 418–422, (2003)

[29] A. G. Dyadyusha, A. I. Khizhnyak, T. Ya. Marusii, V. Yu. Reshetnyak, Yu. A. Reznikov and O. Yaroshchuk, “An oblique orientation of nematic liquid crystals on a photosensitive aligning polymer” *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 263, 339–413, (1995)

[30] Reznikov, Y., Petschek, R. G., & Rosenblatt, C. (1996). Magnetic field-mediated alignment of a nematic liquid crystal at a polymer surface exposed to ultraviolet light. *Applied Physics Letters*, 68(16), 2201–2203. doi:10.1063/1.116012

[31] Schadt, M., Seiberle, H., & Schuster, A. (1996). Optical patterning of multi-domain liquid-crystal displays with wide viewing angles. *Nature*, 381(6579), 212–215. doi:10.1038/381212a0

[32] Y. Reznikov, O. Yaroshchuk, J. W. Woo, Y. J. Choi, K. H. Yoon, M. S. Nam, J. H. Kim, S. B. Kwon, US Pat. 6 414 737, (1996)

[33] Chen, J., Johnson, D. L., Bos, P. J., Wang, X., & West, J. L. (1996). Model of liquid crystal alignment by exposure to linearly polarized ultraviolet light. *Physical Review E*, 54(2), 1599–1603. doi:10.1103/physreve.54.1599

[34] Kumar, S., Kim, J.-H., & Shi, Y. (2005). What Aligns Liquid Crystals on Solid Substrates? The Role of Surface Roughness Anisotropy. *Physical Review Letters*, 94(7).doi:10.1103/physrevlett.94.077803

[35] Sekkat, Z., & Dumont, M. (1993).Photoinduced orientation of azo dyes in polymeric films. Characterization of molecular angular mobility. *Synthetic Metals*, 54(1-3), 373–381.doi:10.1016/0379-6779(93)91083-e

[36] Yaroshchuk, O. V., Dumont, M., Zakrevskyy, Y. A., Bidna, T. V., & Lindau, J. (2004).Molecular Structure of Azopolymers and Photoinduced 3D Orientational Order. 1. Azobenzene Polyesters. *The Journal of Physical Chemistry B*, 108(15), 4647–4658. doi:10.1021/jp037242g

[37] Sapich, B., Stumpe, J., Gerus, I., & Yaroshchuk, O. (2000). Photoinduced Anisotropy and LC Photoalignment Properties of Polyvinylcinnamate Films. *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 352(1), 9–18.doi:10.1080/10587250008023156

[38] West, J. L., Su, L., & Reznikov, Y. (2001).Photo-Alignment using Adsorbed Dichroic Molecules. *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 364(1), 199–210.doi:10.1080/10587250108024988

[39] Obi, M., Morino, S., & Ichimura, K. (1998).The reversion of photoalignment direction of a liquid crystal induced by a polymethacrylate with coumarin side chains. *Macromolecular Rapid Communications*, 19(12), 643–646.doi:10.1002/(sici)1521-3927(19981201)19:12<643::aid-marc643>3.0.co;2-a

[40] Kawatsuki, N., Suehiro, C., & Yamamoto, T. (1998). Photoinduced Alignment of Photo-Cross-Linkable Side-Chain Liquid Crystalline Copolymers Comprising Cinnamoylthoxybiphenyl and Cyanobiphenyl Groups. *Macromolecules*, 31(18), 5984–5990.doi:10.1021/ma9804702

[41] Clark, N. A. (1985). Surface memory effects in liquid crystals: Influence of surface composition. *Physical Review Letters*, 55(3), 292–295. doi:10.1103/physrevlett.55.292

[42] SEO, D.-S. (1999). Generation of pretilt angle in NLC and EO characteristics of transcription-aligned TN-LCD fabricated by transcription alignment on polyimide surfaces. *Liquid Crystals*, 26(3), 397–400.doi:10.1080/026782999205173

[43] Kurioz, Y., Klebanov, M., Lyubin, V., Eisenberg, N., Manevich, M., & Reznikov, Y. (2008). Photoalignment of Liquid Crystals on Chalcogenide Glassy Films.

[44] Lyubin, V. M., & Klebanov, M. L. (1998). Laser-induced anisotropic absorption, reflection, and scattering of light in chalcogenide glassy semiconductors. *Semiconductors*, 32(8), 817–823. doi:10.1134/1.1187513

[45] Zhdanov, V. G., Kolomiets, B. T., Lyubin, V. M., & Malinovskii, V. K. (1979). Photoinduced optical anisotropy in chalcogenide vitreous semiconducting films. *Physica Status Solidi (a)*, 52(2), 621–626. doi:10.1002/pssa.2210520232

[46] Hajtő, J., & Ewen, P. J. S. (1979). Natural Optical Activity and Related Phenomena in As₂S₃ Glasses. *Physica Status Solidi (a)*, 54(1), 385–390. doi:10.1002/pssa.2210540148

[47] N. Boyarchuk, Yu. Kurioz, K. Slusarenko, M. Trunov, Yu. Reznikov PHOTOALIGNMENT OF LIQUID CRYSTALS ON CHALCOGENIDE GLASS As₂₀Se₈₀ SURFACE Conference: XX International School-Seminar of Galyna PUCHKOVSKA @Spectroscopy of Molecules and Crystals" At: Beregove, Crimea, Ukraine Volume: Ukrainian Journal of Physics N2, Volume 57 pp.129-132 (2012)

[48] Trunov ML, Lytvyn PM, Takats PV, et al. “Direct surface relief formation in As_{0.2}Se_{0.8} layers” *Optoelectron Adv Mater.*;11:1959–1962 (2009)

[49] Gray, G. W., Harrison, K. J., & Nash, J. A. (1973). New family of nematic liquid crystals for displays. *Electronics Letters*, 9(6), 130. doi:10.1049/el:19730096

[50] Sheremet, N., Kurioz, Y., Slyusarenko, K., Trunov, M., & Reznikov, Y. (2013). Recording of polarization holograms in a liquid crystal cell with a photosensitive chalcogenide orientation layer [Invited]. *Applied Optics*, 52(22), E40. doi:10.1364/ao.52.000e40

[51] Collings, Peter J.; Hird, Michael (1997). Gray, George William; Goodby, J. W.; Fukuda, A. (eds.). *Introduction to Liquid Crystals: Chemistry and Physics*. Taylor and Francis Ltd. ISBN 0-7484-0643-3.

[52] Andrienko, D., Dyadyusha, A., Iljin, A., Kurioz, Y., & Reznikov, Y. (1998). Measurement of Azimuthal Anchoring Energy of Nematic Liquid Crystal on Photoaligning Polymer Surface. *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 321(1), 271–281. doi:10.1080/10587259808025093

- [53] Li, J., Gauza, S., & Wu, S.-T. (2004). Temperature effect on liquid crystal refractive indices. *Journal of Applied Physics*, 96(1), 19–24. doi:10.1063/1.1757034
- [54] Zhdanov, V. G., Kolomiets, B. T., Lyubin, V. M., & Malinovskii, V. K. (1979). Photoinduced optical anisotropy in chalcogenide vitreous semiconducting films. *Physica Status Solidi (a)*, 52(2), 621–626. doi:10.1002/pssa.2210520232
- [55] Kolobov, A. V. (Ed.). (2003). *Photo-Induced Metastability in Amorphous Semiconductors*. doi:10.1002/9783527602544
- [56] K. Tanaka, Photo-Induced Anisotropy in Chalcogenide Glass, in: *Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices*, Vol. 5, edited by H. S. Nalwa (Academic Press, San Diego, 2001), p. 120.
- [57] Boyarchuk NV, Kurioz Y, Slyusarenko K, Trunov ML, Reznikov Y. Photoalignment of liquid crystals on chalcogenide glass surface. *Ukr J Phys*. 2012;57:129–132.
- [58] Sheremet, N., Kurioz, Y., Slyusarenko, K., Trunov, M., & Reznikov, Y. (2013). Recording of polarization holograms in a liquid crystal cell with a photosensitive chalcogenide orientation layer [Invited]. *Applied Optics*, 52(22), E40. doi:10.1364/ao.52.000e40
- [59] Gelbaor, M., Klebanov, M., Lyubin, V., & Abdulhalim, I. (2011). Permanent photoalignment of liquid crystals on nanostructured chalcogenide glassy thin films. *Applied Physics Letters*, 98(7), 071909. doi:10.1063/1.3555630
- [60] Sheremet, N., Kurioz, Y., Klebanov, M., Lyubin, V., Slyusarenko, K., & Reznikov, Y. (2012). Photoinduced anchoring on a chalcogenide surface. *Physical Review E*, 85(5). doi:10.1103/physreve.85.051703
- [61] Fritzsche, H. (2009). Critical discussion of models proposed to explain photo-induced anisotropies in chalcogenide glasses. *Physica Status Solidi (b)*, 246(8), 1768–1772. doi:10.1002/pssb.200982004
- [62] Lyubin, V. M., & Tikhomirov, V. K. (1991). Novel photo-induced effects in chalcogenide glasses. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 135(1), 37–48. doi:10.1016/0022-3093(91)90440-h
- [63] Sheremet, N., Kurioz, Y., Senenko, A., Trunov, M., & Reznikov, Y. (2014). Photoalignment in the isotropic phase of liquid crystal on chalcogenide glass film. *Liquid Crystals*, 42(1), 81–86. doi:10.1080/02678292.2014.965231

[64] Bramble, J. P., Tate, D. J., Revill, D. J., Sheikh, K. H., Henderson, J. R., Liu, F., ... Evans, S. D. (2010). Planar Alignment of Columnar Discotic Liquid Crystals by Isotropic Phase Dewetting on Chemically Patterned Surfaces. *Advanced Functional Materials*, 20(6), 914–920. doi:10.1002/adfm.200902140

[65] Ouskova, E., Fedorenko, D., Reznikov, Y., Shiyanovskii, S. V., Su, L., West, J. L., ... Simoni, F. (2001). Hidden photoalignment of liquid crystals in the isotropic phase. *Physical Review E*, 63(2). doi:10.1103/physreve.63.021701

[66] Л.М. Блинов, Электро- и магнитооптика жидких кристаллов (М.: Наука, 1978).

[67] С. Чандрасекар, Жидкие кристаллы (М.: Мир, 1980).

[68] Е.А. Кошина, Оптика жидкокристаллических сред (СПб.: НИУ ИТМО, 2012).

[69] Reddy, S. G., Prabhakar, S., Chithrabhanu, P., Singh, R. P., & Simon, R. (2016). Polarization state transformation using two quarter wave plates: application to Mueller polarimetry. *Applied Optics*, 55(12), B14. doi:10.1364/ao.55.000b14

[70] Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. – Л.: Машиностроение, 1966.

[71] Игнатовский В.С. Элементарные основы теории оптических приборов. – Л.: Государственное технико-теоретическое издательство, 1933.

[72] Проектирование оптических систем: Пер. с англ./ Под. ред. Р. Шеннона, Дж. Вайанта. – М.: Мир, 1983.

[73] Duarte, F. J., & Piper, J. A. (1982). Dispersion theory of multiple-prism beam expanders for pulsed dye lasers. *Optics Communications*, 43(5), 303–307. doi:10.1016/0030-4018(82)90216-4

[74] А. Н. Веденов. Недостатки линзы и её исправление в объективе // Малоформатная фотография / И. В. Барковский. — Л.,: Лениздат, 1959. — С. 291—297. — 675 с.

[75] Е. А. Иофис. Фотокинотехника / И. Ю. Шебалин. — М.,: «Советская энциклопедия», 1981. — С. 322. — 447 с.

[76] Гордийчук О. Ф., Пелль В. Г. Раздел III. Киносъёмочные объективы // Справочник кинооператора / Н. Н. Жердецкая. — М.: «Искусство», 1979. — С. 143—173. — 440 с.

[77] V. M. Lyubin and V. K. Tikhomirov, "Photodarkening and photoinduced anisotropy in chalcogenide semiconductor films," *J. Non-Cryst. Solids* 114, 133–135 (1989).

[78] Sheremet, N., Golub, P., Kurioz, Y., Trunov, M., & Reznikov, Y. (2015). Light-induced LC director freezing on a chalcogenide surface. *Liquid Crystals*, 43(2), 249–255. doi:10.1080/02678292.2015.1100336

[79] Voloshchenko D, Khyzhnyak A, Reznikov Y and Reshetnyak V, 1995. Control of an easy-axis on nematic-polymer interface by light action to nematic bulk. *Japan. J. Appl. Phys.* 34: 566-571. doi:10.1143/JJAP.34.566

[80] Reznikov Y, Ostroverkhova O, Singer K, Kim Jae-Hoon, Kumar S, Lavrentovich O, Wang B and West John L, 2000. Photoalignment of liquid crystals by liquid crystals. *Phys. Rev. Lett.* 84: 1930-1933. doi:10.1103/PhysRevLett.84.1930

[81] Lee C-R, Fu T-L, Cheng K-T, Mo T-S and Fuh A Y-G, 2004. Surface-assisted photo-alignment in dye-doped liquid crystal films, *Phys. Rev. E.* 69: 031704. doi:10.1103/PhysRevE.69.031704

[82] Fedorenko D, Slyusarenko K, Ouskova E, Reshetnyak V, Ha KiRyong, Karapinar R and Reznikov Yu, 2008. Light-induced gliding of the easy orientation axis of a dye-doped nematic liquid crystal. *Phys. Rev. E.* 77: 061705. doi:10.1103/PhysRevE.77.061705

[83] Guo R, Reznikov Y, Slyusarenko K and Kumar S, 2008. Dynamics of molecular exchange between aligning adsorbed film of liquid crystal and the bulk. *Appl. Phys. Lett.* 92: 121911. doi:10.1063/1.2890484

[84] Andrienko D, Francescangeli O, Ouskova E, Simoni F, Slussarenko S and Reznikov Yu, 1998. Laser beam modulation freezing on a liquid crystal surface. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 320: 69-76. doi:10.1080/10587259808024384

[85] Buluy O, Iljin A, Ouskova E, Reznikov Y, Blanc C, Nobili M and Antonova K, 2006. Anchoring and gliding of easy axis of 5CB on photoaligning PVCN-F surface. *J. Soc. Inform. Disp.* 14: 603-610. doi:10.1889/1.2235686

[86] *Crystals that Flow. Classic papers from the history of liquid crystals.* Compiled with translation and commentary by Timothy J. Sluckin, David A. Dunmur and Horst Stegemeyer. ISBN 0-415-25789-1. In: *The Liquid Crystal Book Series*, edited by G.W. Gray, J. W. Goodby & A. Fukuda. Taylor & Francis, London u. New York ab 2002.

[87] Vasnetsov M V, Pas'ko V A and Kasyanyuk D S, 2011. Observation of polarization conflict caused by geometrical phase in a twisted nematic liquid crystal cell. *Opt. Lett.* 36: 2134–2136.

[88] Kim, E. J., Park, O. O., Feng, L. H., Kawanami, Y., Furue, H., & Kobayashi, S. (1998). Photoalignment Mechanism of Liquid Crystals on Poly(vinyl cinnamate) Surfaces. *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 317(1), 245–258. doi:10.1080/10587259808047119

[89] Brinkman, W. F., & Cladis, P. E. (1982). Defects in liquid crystals. *Physics Today*, 35(5), 48–54. doi:10.1063/1.2915094

[90] Fumeron, S., Berche, B. Introduction to topological defects: from liquid crystals to particle physics. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 232, 1813–1833 (2023). <https://doi.org/10.1140/epjs/s11734-023-00803-x>

[91] Sheremet, N.; Kurioz, Yu.; Klebanov, M.; Lyubin, V.; Slyusarenko, K.; Reznikov, Yu. (2012). Photoinduced anchoring on a chalcogenide surface. *Physical Review E*, 85(5), 051703–4110. doi:10.1103/physreve.85.051703

[92] Orlova, T. N., & Terenetskaya, I. P. (2008). UV-biosensor for visual indication of vitamin D synthesis. *Optical Sensors 2008*. doi:10.1117/12.780196

[93] Orlova, T. N., & Terenetskaya, I. P. (2008). UV-biosensor for visual indication of vitamin D synthesis. *Optical Sensors 2008*. doi:10.1117/12.780196

[94] Kapinos, P. S., Orlova, T. N., & Terenetskaya, I. P. (2015). UV Biodosimeter with Visual Detection of Vitamin D Synthesis Using θ -cell. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 615(1), 42–49. doi:10.1080/15421406.2015.1066953

[95] Hegmann, T., Qi, H., & Marx, V. M. (2007). Nanoparticles in Liquid Crystals: Synthesis, Self-Assembly, Defect Formation and Potential Applications. *Journal of Inorganic and Organometallic Polymers and Materials*, 17(3), 483–508. doi:10.1007/s10904-007-9140-5

[96] Cao G. *Nanostructures & Nanomaterials: Synthesis, Properties & Applications*. London: Imperial College Press, 2004. 448 c.

[97] Rao C. N. R., Kulkarni G. U., Thomas P. J., Edwards P. P. *Chem. Soc. Rev.* 2000. Vol. 29. P. 27–41.

[98] Sarikaya M., Tamerler C., Jen A. K.-Y., Schulten K., Baneyx F. *Nat. Mater.* 2003. Vol. 2, No 10. P. 577–585

- [99] Cao G., Brinker C. J., eds. Annual Report of Nano Research, Vol. 1. Singapore: World Scientific Publishing, 2006. 500 p.
- [100] Gudimalla, A., Lavrič, M., Trček, M., Harkai, S., Rožič, B., Cordoyiannis, G., Kralj, S. (2020). Nanoparticle-Stabilized Lattices of Topological Defects in Liquid Crystals. *International Journal of Thermophysics*, 41(4). doi:10.1007/s10765-020-02631-w
- [101] Do, S.-P., Missaoui, A., Coati, A., Resta, A., Goubet, N., Royer, S., Lacaze, E. (2020). Interactions Between Topological Defects and Nanoparticles. *Frontiers in Physics*, 7. doi:10.3389/fphy.2019.00234
- [102] Tasinkevych, M., Park, S., Mundoor, H., & Smalyukh, I. I. (2023). Nanoparticle localization within chiral liquid crystal defect lines and nanoparticle interactions. *Physical Review E*, 107(3), 034701. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.107.034701>
- [103] Shen, Y., & Dierking, I. (2019). Annihilation dynamics of topological defects induced by microparticles in nematic liquid crystals. *Soft Matter*. doi:10.1039/c9sm01710k
- [104] Sandford O'Neill, J. J., Salter, P. S., Booth, M. J., Elston, S. J. & Morris, S. M. (2020). Electrically-tunable positioning of topological defects in liquid crystals. *Nature Communications*, 11(1), 2203. <https://doi.org/10.1038/s41467-020-16059-1>
- [105] Monderkamp, P. A., Wittmann, R., Cortes, L. B. G., Aarts, D. G. A. L., Smalenburg, F., & Löwen, H. (2021). Topology of orientational defects in confined smectic liquid crystals. *Physical Review Letters*, 127(19), 198001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.198001>
- [106] Do, S.-P., Missaoui, A., Coati, A., Resta, A., Goubet, N., Royer, S., ... Lacaze, E. (2020). Interactions Between Topological Defects and Nanoparticles. *Frontiers in Physics*, 7. doi:10.3389/fphy.2019.00234
- [107] Dierking, I. Textures of liquid crystals / I. Dierking. - 2003 Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. - 416 p. - ISBN 9783527307258. - DOI: 10.1002/35276020541
- [108] Scheffer, T. J. (1972). Structures and Energies of Grandjean-Cano Liquid-Crystal Disclinations. *Physical Review A*, 5(3), 1327–1336. doi:10.1103/physreva.5.1327

[109] Oh, Seung-Won; Baek, Jong-Min; Kim, Sang-Hyeok; Yoon, Tae-Hoon (2017). Optical and electrical switching of cholesteric liquid crystals containing azo dye. *RSC Adv.*, 7(32), 19497–19501. doi:10.1039/C7RA01507K

[110] L. Lejček (1990). Wedge disclinations as models of curvature walls in smectic A liquid crystals. , 40(11), 1250–1260. doi:10.1007/bf01605053

[111] Nowicka, K.; Dardas, D.; Kuczyński, W.; Belyakov, V.A.; Shmeliova, D.V. (2014). Director distribution and surface anchoring potential in Grandjean-Cano wedge. *Liquid Crystals*, 41(10), 1448–1454. doi:10.1080/02678292.2014.925147

[112] Sackmann, E. (1971). Photochemically induced reversible color changes in cholesteric liquid crystals. *Journal of the American Chemical Society*, 93(25), 7088–7090. doi:10.1021/ja00754a068

[113] Denekamp, C., & Feringa, B. L. (1998). Optically Active Diarylethenes for Multimode Photoswitching Between Liquid-Crystalline Phases. *Advanced Materials*, 10(14), 1080–1082. doi:10.1002/(sici)1521-4095(199810)10:14<1080::aid-adma1080>3.0.co;2-t

[114] Ikeda, T., Sasaki, T., & Ichimura, K. (1993). Photochemical switching of polarization in ferroelectric liquid-crystal films. *Nature*, 361(6411), 428–430. doi:10.1038/361428a0

[115] Huck, N. P. M.; Jager, W. F.; de Lange, B.; Feringa, B. L. (1996). Dynamic Control and Amplification of Molecular Chirality by Circular Polarized Light. *Science*, 273(5282), 1686–1688. doi:10.1126/science.273.5282.1686

[116] Terenetskaya, I., & Gvozдовsky, I. (2001). Development of Personal UV Biodosimeter Based on Vitamin D Photosynthesis. *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 368(1), 551–558. doi:10.1080/10587250108029987

[117] WEBB, A. R., KLINE, L., & HOLICK, M. F. (1988). Influence of Season and Latitude on the Cutaneous Synthesis of Vitamin D3: Exposure to Winter Sunlight in Boston and Edmonton Will Not Promote Vitamin D3Synthesis in Human Skin*. *The Journal of Clinical Endocrinology & Metabolism*, 67(2), 373–378. doi:10.1210/jcem-67-2-373

[118] Stalder, M., & Schadt, M. (1996). Linearly polarized light with axial symmetry generated by liquid-crystal polarization converters. *Optics Letters*, 21(23), 1948. doi:10.1364/ol.21.001948

[119] M. V. Vasnetsov, V. A. Pas'ko, and D. S. Kasyanyuk, "Observation of polarization conflict caused by geometrical phase in a twisted nematic liquid crystal cell," *Opt. Lett.* 36, 2134-2136 (2011)

[120] Vasnetsov, M. V., Kasyanyuk, D. S., Terenetskaya, I. P., Kapinos, P. S., & Slyusar, V. V. (2013). Disclination Line in θ -Cell as an Indicator of Liquid Crystal Chirality. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 575(1), 57–63. doi:10.1080/15421406.2013.766945

[121] Nazarenko, V. G., St. Clair, A. K., Klouda, R., Polak, R. D., Nastishin, Y., & Lavrentovich, O. D. (1998). Chemically Imidized Polyimide as an Alignment Material for Liquid Crystal Displays. *SID Symposium Digest of Technical Papers*, 29(1), 135. doi:10.1889/1.1833712

[122] Brochard, F., & de Gennes, P. G. (1970). Theory of magnetic suspensions in liquid crystals. *Journal de Physique*, 31(7), 691–708. doi:10.1051/jphys:019700031070691

[123] Silvestre, N. M., Patrício, P., & Telo da Gama, M. M. (2005). Colloidal interactions in two-dimensional nematic emulsions. *Pramana*, 64(6), 991–1000. doi:10.1007/bf02704161

[124] Ruhwandl, R. W., & Terentjev, E. M. (1997). Long-range forces and aggregation of colloid particles in a nematic liquid crystal. *Physical Review E*, 55(3), 2958–2961. doi:10.1103/physreve.55.2958

[125] Poulin, P. (1997). Novel Colloidal Interactions in Anisotropic Fluids. *Science*, 275(5307), 1770–1773. doi:10.1126/science.275.5307.1770

[126] Lubensky, T. C., Pettey, D., Currier, N., & Stark, H. (1998). Topological defects and interactions in nematic emulsions. *Physical Review E*, 57(1), 610–625. doi:10.1103/physreve.57.610

[127] Poulin, P., Cabuil, V., & Weitz, D. A. (1997). Direct Measurement of Colloidal Forces in an Anisotropic Solvent. *Physical Review Letters*, 79(24), 4862–4865. doi:10.1103/physrevlett.79.4862

[128] Poulin, P., & Weitz, D. A. (1998). Inverted and multiple nematic emulsions. *Physical Review E*, 57(1), 626–637. doi:10.1103/physreve.57.626

[129] Matthias, H., & Kitzerow, H.-S. (2009). Director Fields Around Spherical and Cylindrical Micro Particles in a Liquid Crystal Host. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 508(1), 127/[489]–136/[498]. doi:10.1080/15421400903060300

[130] Kasyanyuk, D.; Pagliusi, P.; Mazzulla, A.; Reshetnyak, V.; Reznikov, Yu.; Provenzano, C.; Vasnetsov, M.; Yaroshchuk, O.; Cipparrone, G. (2017). Electrical control of nanoparticles arrays created via topological defect lines design in anisotropic fluids. *Journal of Molecular Liquids*, (), S0167732217347074–. doi:10.1016/j.molliq.2017.12.061

[131] Kasyanyuk, D.; Pagliusi, P.; Mazzulla, A.; Tomylo, S.; Reshetnyak, V.; Reznikov, Yu.; Provenzano, C.; Giocondo, M.; Vasnetsov, M.; Yaroshchuk, O.; Cipparrone, G. (2016). Manipulation of colloids by optical and electrical control of disclination lines in liquid crystals. *Optofluidics, Microfluidics and Nanofluidics*, 3(1), –. doi:10.1515/optof-2016-0008

[132] Kasyanyuk, D.; Pagliusi, P.; Mazzulla, A.; Reshetnyak, V.; Reznikov, Yu.; Provenzano, C.; Giocondo, M.; Vasnetsov, M.; Yaroshchuk, O.; Cipparrone, G. (2016). Light manipulation of nanoparticles in arrays of topological defects. *Scientific Reports*, 6(1), 20742–. doi:10.1038/srep20742