

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ЧЕРНІВЕЦЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ЮРІЯ ФЕДЬКОВИЧА

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Щукін Сергій Павлович

УДК 535.3:535.42:535.51:681.7.068

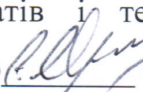
ДИСЕРТАЦІЯ

**ГЕНЕРАЦІЯ ОПТИЧНИХ ПОТОКІВ ЕНЕРГІЇ
ДЛЯ ДОСЯГНЕННЯ НАДРОЗДІЛЬНОЇ ЗДАТНОСТІ В ОПТИЦІ**

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  С. П. Щукін

Науковий керівник - **Максимyak Петро Петрович**, доктор фізико-математичних наук, професор

Чернівці – 2026

АНОТАЦІЯ

Щукін С.П. Генерація оптичних потоків енергії для досягнення надроздільної здатності в оптиці – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія» (10 - Природничі науки).- Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці, 2026.

Дисертація присвячена комплексному теоретичному та експериментальному дослідженню процесів генерації оптичних потоків енергії, спрямованих на підвищення надроздільної здатності сучасних оптичних систем. Основна мета роботи полягає у розробці моделей формування вузьконаправлених інтенсивних оптичних потоків із заданими просторово-енергетичними та фазовими характеристиками, дослідженні механізмів їх впливу на локалізацію світлового поля та якість оптичного зображення, а також визначенні оптимальних умов для практичного застосування у волоконній оптиці, нанофотоніці та мікроскопії високої роздільної здатності. Робота спрямована на створення науково обґрунтованих методик контролю над оптичними потоками енергії, що забезпечує досягнення високої точності при обробці і передаванні оптичної інформації, а також дозволяє досліджувати фундаментальні властивості світла в структурованих середовищах.

У вступі обґрунтовано актуальність теми дисертації в контексті сучасної оптики та нанофотоніки, зазначено завдання та мету дослідження, а також визначено наукову новизну роботи, яка полягає у розробці методів генерації структурованого світла та створенні фазово-поляризаційних моделей для локалізації оптичної енергії нижче класичного дифракційного порога. Показано, що досягнення надроздільної здатності є критично важливим завданням для високоточних оптичних пристроїв, таких як STED-мікроскопи, фотонні сенсори та системи квантової обробки інформації. Окремо розглянуто

перспективи практичного використання результатів у волоконних системах та нанофотонних пристроях, що підкреслює важливість розроблених моделей для реальних технологій. Наведено короткий огляд сучасного стану досліджень у сфері структурованого світла та фазових ефектів, включно з сучасними методами управління хвильовими фронтами та формування локалізованих інтенсивних потоків енергії.

Перший розділ присвячено сучасним підходам до генерації структурованих оптичних полів і методам підвищення надроздільної здатності. Проаналізовано класичні дифракційні обмеження, роль хвильових фронтів, фазових масок та інтерактивних оптичних елементів у формуванні локалізованих полів. Розглянуто техніки адаптивної оптики, контроль фазового фронту, використання оптичних вихрів та структурованого світла для підвищення контрастності та локалізації інтенсивності. Особлива увага приділена методам генерації вихрових пучків у вільному просторі та в оптоволокнах, а також детектуванню їх орбітального кутового моменту. Описано сучасні підходи до створення фазових сингулярностей та управління локалізацією світлових потоків із високою інтенсивністю, що забезпечує більш точну концентрацію енергії в обраній області простору та відкриває можливості для експериментальної реалізації надроздільної оптики в біомедичних і нанотехнологічних системах. Оптична анізотропія та оптичні сингулярності, що виникають у таких системах, значно розширюють можливості для контролю локалізації енергії на наномасштабі та створення нових типів оптичних пристроїв.

У другому розділі проведено аналіз модової структури оптичних волокон та теоретичних підходів до генерації, селекції й керування оптичними вихорами у волоконних системах, зосередивши увагу на фізичних механізмах формування вихрових станів, ролі профілю показника заломлення та можливостях використання суперсиметричних методів для контрольованої селекції мод. Для ступінчастих волокон проаналізовано спектр LP-мод та просторову структуру, показано, що LP-моди з ненульовим азимутальним

порядком формують основу для вихорів, хоча обмежена виродженість ускладнює стабільне керування станами. Параболічно-індексні GRIN-волокна визнані сприятливішим середовищем завдяки регулярному модовому спектру з високим ступенем виродження, де вихрові ОКМ-моди є власними розв'язками, а стабільні поля можуть формуватися як суперпозиції вироджених мод з однаковими сталими поширення. Формалізм суперсиметричної квантової механіки дозволяє будувати ізоспектральні хвилевідні структури, забезпечуючи селекцію вихрових станів. Отримані результати формують основу для практичних методів (де)мультиплексування оптичних вихорів у багатомодових волокнах. Топологічний заряд вихрових мод має важливе значення в контексті створення нових структурованих світлових пучків, оскільки він визначає їх поведінку в складних оптичних системах.

Третій розділ присвячено формуванню фазових сингулярностей та локалізованих енергетичних потоків у двовісних кристалах. Проведено чисельне моделювання градієнтних оптичних пасток, розроблено методи поляризаційно-керованої генерації та селекції мод у волокнах. Експериментально підтверджено можливість формування стабільних фазових сингулярностей, управління їх локалізацією та контролю енергетичного потоку у волоконних системах. Досліджено взаємодію локалізованих потоків із анізотропними кристалами та сендвіч-структурами, що відкриває перспективи для оптичного маніпулювання мікро- та наночастинками. Розглянуто механізми виникнення зворотних потоків і можливості їх використання для керування фазовими ефектами на наномасштабі, що дозволяє створювати компактні мікрооптичні елементи для систем високої точності.

У четвертому розділі розглянуто генерацію вихрових пучків у волокнах для STED-мікроскопії та визначено оптимальні конфігурації таких систем. Проаналізовано порівняння ступінчастих і GRIN-волокон щодо локалізації інтенсивності та стабільності світлового поля. Описано способи оптимального налаштування фазових масок та вибору волокна для досягнення надроздільної здатності. Крім того, розглянуто практичні аспекти створення волоконних

джерел STED-пучків, що забезпечують високу точність локалізації світлових потоків, а також їх інтеграцію в оптичні системи для біомедичних та нанотехнологічних застосувань. Додатково обговорено питання масштабування систем та можливості використання розроблених методів у промислових і наукових установках.

П'ятий розділ присвячено дослідженню оптичних потоків енергії та фазових ефектів у асиметричних діелектричних мікроструктурах. Досліджено формування фотонних наноструменів та «зигзагів» при розсіянні світла на асиметричних півциліндрах, проведено експериментальні вимірювання ефекту Гоос–Генхен у волоконних системах. Показано, що контроль фазових ефектів і перенаправлення енергії оптичного потоку на наномасштабі дозволяє створювати компактні оптичні елементи для систем зв'язку та високоточних сенсорів. Розглянуто перспективи практичного використання отриманих результатів у розробці волоконних систем передачі та обробки інформації з вихровими модами, створенні оптичних пасток і маніпуляторів мікро- та наночастинок, а також у підвищенні фазової стабільності волоконних інтерферометрів та прецизійних вимірювань. Особлива увага приділена інтеграції фазових ефектів у нанофотонні пристрої та системи високої точності, що забезпечує можливість створення нових оптичних технологій для контролю світлових потоків.

Практичне значення отриманих результатів

Результати дисертації забезпечують наукове та методичне підґрунтя для аналізу й керування вихровими модами в оптичних волокнах зі ступінчастим та параболічним профілем показника заломлення, що відкриває нові перспективи для досліджень у волоконній оптиці. Розроблені підходи до генерації та стабілізації вихрових пучків формують основу для подальшого розвитку волоконних джерел STED-пучків у системах надроздільної флуоресцентної мікроскопії. Дослідження механізмів формування фазових сингулярностей та локалізованих каналів переносу енергії у двовісних анізотропних кристалах і сендвіч-структурах дає змогу створювати оптичні пастки й маніпулятори мікро-

та наночастинок, а також знаходить застосування у мікрофлюїдиці та біомедичній оптиці. Виявлені закономірності формування зворотних потоків енергії, фотонних наноструменів і зигзагоподібних траєкторій в асиметричних діелектричних мікроструктурах можуть бути використані при розробці компактних мікрооптичних комутаторів та елементів керування світловими потоками. Результати дослідження ефекту Гоос–Генхен на фазові співвідношення між ортогонально поляризованими пучками забезпечують підвищення фазової стабільності волоконно-оптичних інтерферометрів і систем прецизійних вимірювань. Запропоновані теоретичні підходи та методики чисельного моделювання можуть застосовуватися у науково-дослідній діяльності та під час викладання курсів з фізики оптики, фотоніки та нанофотоніки.

Ключові слова: структуроване світло, оптичний вихор, зворотні потоки енергії, світлове поле, поляризація, інтерференція, дифракція, оптична анізотропія, топологічний заряд, мультиплексування, оптична сингулярність, голографія, орбітальний кутовий момент, оптична система, наночастинок.

ABSTRACT

Shchukin S. P. Generation of optical energy flows for achieving super-resolution in optics. – Qualification scientific work as a manuscript.

Thesis on search for the Doctor of Philosophy degree in specialty 104 «Physics and Astronomy» (10 – Natural Sciences). – Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Chernivtsi, 2026.

The dissertation is devoted to a comprehensive theoretical and experimental study of the generation of optical energy flows aimed at enhancing the super-resolution of modern optical systems. The main goal of the work is to develop models for forming narrowly directed high-intensity optical flows with specified spatial, energetic, and phase characteristics, to study the mechanisms of their influence on

light field localization and image quality, and to determine optimal conditions for practical applications in fiber optics, nanophotonics, and high-resolution microscopy. The study provides scientifically grounded methods for controlling optical energy flows, ensuring high accuracy in optical information processing and transmission, and enabling the investigation of fundamental light properties in structured media.

The introduction substantiates the relevance of the dissertation topic in the context of modern optics and nanophotonics, defines the objectives and goals of the research, and highlights the scientific novelty of the work. The novelty lies in the development of methods for generating structured light and creating phase-polarization models for the localization of optical energy below the classical diffraction limit. It is demonstrated that achieving super-resolution is a critically important task for high-precision optical devices, such as STED microscopes, photon sensors, and quantum information processing systems. The prospects for the practical application of the results in fiber-optic systems and nanophotonic devices are separately discussed, emphasizing the importance of the developed models for real-world technologies. A brief overview of the current state of research in the field of structured light and phase effects is provided, including modern methods for controlling wavefronts and generating localized high-intensity energy fluxes.

Chapter 1 is dedicated to modern approaches to generating structured optical fields and methods for enhancing super-resolution. Classical diffraction limits, the role of wavefronts, phase masks, and interactive optical elements in the formation of localized fields are analyzed. Techniques for adaptive optics, phase front control, the use of optical vortices and structured light to enhance contrast and intensity localization are discussed. Special attention is given to methods for generating vortex beams in free space and optical fibers, as well as detecting their orbital angular momentum (OAM). Modern approaches to creating optical singularities and controlling the localization of high-intensity light fluxes are described, which enable more precise energy concentration in a selected area of space and open up opportunities for the experimental realization of super-resolution optics in biomedical and nanotechnological systems. Optical anisotropy and optical singularities that arise

in such systems significantly expand the capabilities for controlling energy localization on the nanoscale and creating new types of optical devices.

Chapter 2 provides an analysis of the modal structure of optical fibers and theoretical approaches to generating, selecting, and controlling optical vortices in fiber-optic systems, focusing on the physical mechanisms of vortex state formation, the role of the refractive index profile, and the potential use of supersymmetric methods for controlled mode selection. For step-index fibers, the spectrum of LP-modes and spatial structure are analyzed, showing that LP-modes with nonzero azimuthal order form the basis for vortices, although limited degeneracy complicates stable state control. Parabolic-index GRIN fibers are recognized as a more favorable environment due to their regular modal spectrum with high degeneracy, where vortex OAM-modes are the eigen-solutions, and stable fields can form as superpositions of degenerate modes with identical propagation constants. The formalism of supersymmetric quantum mechanics allows the construction of isospectral waveguide structures, ensuring the selection of vortex states. The results obtained form the basis for practical methods of (de)multiplexing optical vortices in multimode fibers. The topological charge of vortex modes plays a crucial role in creating new structured light beams, as it determines their behavior in complex optical systems.

Chapter 3 is devoted to the formation of optical singularities and localized energy fluxes in biaxial crystals. Numerical modeling of gradient optical traps is conducted, and methods for polarization-controlled generation and mode selection in fibers are developed. The experimental possibility of forming stable phase singularities, controlling their localization, and monitoring energy flow in fiber-optic systems is confirmed. The interaction of localized fluxes with anisotropic crystals and sandwich structures is investigated, opening up prospects for optical manipulation of micro and nanoparticles. The mechanisms of reverse flux formation and the potential use of these mechanisms to control phase effects at the nanoscale are considered, enabling the creation of compact micro-optical elements for high-precision systems.

Chapter 4 addresses the generation of vortex beams in fibers for STED microscopy and determines the optimal configurations for such systems. The

comparison of step-index and GRIN fibers concerning intensity localization and light field stability is analyzed. Methods for optimally configuring phase masks and selecting fibers to achieve super-resolution are described. Furthermore, the practical aspects of creating fiber sources of STED beams, which ensure high precision in light flux localization, as well as their integration into optical systems for biomedical and nanotechnological applications, are discussed. The scaling of systems and the possibilities of applying the developed methods in industrial and scientific setups are also examined.

Chapter 5 is dedicated to the study of optical energy fluxes and phase effects in asymmetric dielectric microstructures. The formation of photon nanostreams and "zigzags" upon light scattering from asymmetric half-cylinders is studied, and experimental measurements of the Goos–Hänchen effect in fiber-optic systems are presented. It is shown that controlling phase effects and redirecting the energy of optical fluxes at the nanoscale enables the creation of compact optical elements for communication systems and high-precision sensors. The prospects for the practical use of the obtained results in the development of fiber-optic transmission and processing systems with vortex modes, the creation of optical traps and manipulators for micro and nanoparticles, and the improvement of phase stability in fiber-optic interferometers and precision measurements are considered. Special attention is given to the integration of phase effects into nanophotonic devices and high-precision systems, which facilitates the development of new optical technologies for controlling light fluxes.

Practical Significance of the Results

The results provide a scientific and methodological basis for analyzing and controlling vortex modes in optical fibers with step-index and parabolic refractive index profiles, opening new prospects for research in fiber optics. Developed approaches to vortex beam generation and stabilization form a foundation for advancing fiber STED beam sources in super-resolution fluorescence microscopy. Studies of phase singularity formation and localized energy channels in biaxial anisotropic crystals and sandwich structures enable the creation of optical traps and

manipulators for micro- and nanoparticles and have applications in microfluidics and biomedical optics. Identified patterns of reverse energy flows, photonic nanostreams, and zigzag trajectories in asymmetric dielectric microstructures can be used for compact micro-optical switches and light flow control elements. Investigation of the Goos–Hänchen effect on phase relations between orthogonally polarized beams ensures enhanced phase stability in fiber-optic interferometers and precision measurement systems. Theoretical approaches and numerical modeling methods can be applied in research and in teaching courses in optical physics, photonics, and nanophotonics.

Keywords: structured light, optical vortex, backward energy flows, light field, polarization, interference, diffraction, optical anisotropy, topological charge, multiplexing, optical singularity, holographic, orbital angular momentum, optical system, nanoparticles.

Список публікацій за темою дисертації

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації

Наукові праці у виданнях, включених до переліку наукових фахових видань України та проіндексованих у наукометричній базі даних Scopus:

1. Angelsky O. V., Maksymiak P. P., Shchukin S. P. Comparative Analysis of Graded-Index and Step-Index Optical Fibers for STED Microscopy. *Ukrainian Journal of Physical Optics*. 2026. Vol. 27, No. 1. P. 01027–01039. (Scopus, Q2 – <https://www.scimagojr.com/journalsearch.php?q=11400153315&tip=sid&clean=0>).
(Внесок авторів: Ангельський О.В., Максим'як П.П.: постановка задачі, обговорення; Щукін С.П.: проведено теоретичний аналіз поширення структурованого випромінювання в градієнтних та ступінчастих волокнах, виконано порівняння модового складу та проаналізовано умови формування вихрових пучків).
2. Angelsky O. V., Shchukin S. P. Supersymmetry Approach for Describing Optical

Vortex Generation in Fibers. *Ukrainian Journal of Physical Optics*. 2025. Vol. 26, No. 4. P. 04058–04065. (Scopus, Q2 – <https://www.scimagojr.com/journalsearch.php?q=11400153315&tip=sid&clean=0>).
(Внесок авторів: Ангельський О.В.: постановка задачі, обговорення; Щукін С.П.: виконано теоретичне обґрунтування застосування SUSY підходу до опису генерації оптичних вихорів у волоконних системах, проведено аналітичні розрахунки параметрів мод та здійснено аналіз отриманих результатів).

Наукові статті, опубліковані у періодичних наукових виданнях, проіндексованих у наукометричній базі даних Scopus:

3. Shchukin S. P., Maksimyak A. P. Formation of energy flows of structured light using a biaxial crystal. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering: Seventeenth International Conference on Correlation Optics*. 2025. Vol. 13813. P. 239–253. (ISSN:0277786X, Scopus). (Внесок авторів: Щукін С.П.: виконано експериментальне дослідження перерозподілу енергетичних потоків структурованого світла в двовісному кристалі, проаналізовано формування фазових сингулярностей; Максим'як А.П.: обговорення).
4. Maksimyak A. P., Maksimyak P. P., Shchukin S. P. Investigation of the stability of optical vortices in a low-mode optical fiber. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering: Sixteenth International Conference on Correlation Optics*. 2024. Vol. 12938, 129382B. (ISSN:0277786X, Scopus). (Внесок авторів: Максим'як П.П.: постановка задачі; Максим'як А.П., розробка математичної моделі, обговорення; Щукін С.П.: виконано моделювання поширення оптичних вихорів у маломодовому волокні, досліджено умови їхньої стійкості та вплив параметрів волокна на збереження топологічного заряду.)
5. Angelsky O. V., Bekshaev A. Y., Zenkova C. Y., Gavrylyak M. S., Maksimyak P. P., Maksimyak O. P., Shchukin S. P., Zheng J., Cai J. Plane-wave scattering by asymmetric mesoscale semicylinder: Controllable formation of multiple interrelated photonic nanojets. *Frontiers in Physics*. 2026. Vol. 14. Art. 1744525. (Scopus, Q2 – <https://www.scimagojr.com/journalsearch.php?q=21100831025&tip=sid&clean=0>).

(Особистий внесок здобувача: виконано числове моделювання процесів розсіяння плоскої хвилі та проаналізовано енергетичні характеристики сформованих світлових структур.).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

6. Максимяк П.П., Щукін С.П. Эффект Гауса-Ханхена в оптичному волокні. Physical and Technological Problems of Transmission, Processing, and Storage of Information in Infocommunication Systems: proceedings of Xth International Scientific-Practical Conference, Chernivtsi, 15-17 May 2025 / Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, 2025. P. 33-34. (Внесок авторів: Максимяк П.П.: постановка задачі; Щукін С.П.: проведено числові розрахунки зміщення пучка в оптичному волокні, досліджено вплив параметрів волокна на величину ефекту та здійснено аналіз отриманих результатів.)

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації

7. Maksymiak P., Shchukin S. Interference-based Research of the Goos-Hänchen Effect. *Security of Infocommunication Systems and Internet of Things*. 2025. Vol. 3, No. 1. P. 01006–01006. (Внесок авторів: Максимяк П.П.: постановка задачі, розробка експериментальної установки; Щукін С.П.: розроблено інтерференційну модель дослідження ефекту Гоос–Хенхен, виконано числові розрахунки зміщення відбитого пучка та здійснено аналіз отриманих залежностей).

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	16
ВСТУП.....	17
РОЗДІЛ 1. СТРУКТУРОВАНІ ОПТИЧНІ ПОЛЯ ТА МЕТОДИ НАДРОЗДІЛЬНОЇ ОПТИКИ.....	25
1.1. Принципи надроздільної здатності в оптичних системах	25
1.1.1 Дифракційне обмеження та класичні закони оптики	26
1.1.2 Ефекти надроздільної здатності	27
1.2. Сучасні підходи до підвищення надроздільної здатності в оптичних системах	28
1.2.1 Методи надроздільної здатності.....	29
1.2.2 Адаптивна оптика та контроль хвильового фронту	30
1.2.3 Структуроване світло та оптичні вихри	31
1.3. Оптичні вихрові пучки у вільному просторі та в оптоволокнах	32
1.3.1 Основні принципи формування вихрових пучків.....	32
1.3.2 Вихри у вільному просторі.....	36
1.3.3 Вихри в оптоволокнах	40
1.4. Методи генерації вихрових пучків та виявлення їх ОКМ.....	47
1.4.1 Просторові методи генерації.....	47
1.4.2 Волоконні методи генерації	49
1.4.3 Детектування ОКМ вихрових пучків	51
1.4 Висновки до розділу 1	51
РОЗДІЛ 2. СТРУКТУРОВАНІ ОПТИЧНІ ПОЛЯ У ВОЛОКНАХ: МОДОВА СТРУКТУРА, ОПТИЧНІ ВИХОРИ ТА СУПЕРСИМЕТРИЧНА СЕЛЕКЦІЯ МОД.....	53
2.1.1 Редукція хвильового рівняння до рівняння Шредінгера в оптичному волокну	53
2.1.2 Ступінчасті волокна: модова структура та особливості розповсюдження	56

2.1.3 Параболічний профіль показника заломлення та спектр скалярних мод у GRIN-волокнах	60
2.2. Суперсиметричні методи (SUSY) для аналізу та селекції мод у GRIN-волокнах.....	64
2.2.1 Суперсиметрія та ізоспектральність в оптиці	64
2.2.2 SUSY-перетворення в параболічних GRIN-волокнах	67
2.3 Висновки до розділу 2	70
РОЗДІЛ 3. СТРУКТУРИ НА ОСНОВІ ДВОВІСНОЇ АНІЗОТРОПІЇ ЯК ЕЛЕМЕНТИ ФОРМУВАННЯ ТА ОБРОБКИ МОД З ОКМ	72
3.1 Формування фазових сингулярностей та енергетичних оптичних потоків у двовісному кристалі.....	72
3.1.1 Фазові сингулярності та оптичні потоки у двовісних кристалах: підхід Беррі.....	73
3.1.2 Формування фазових сингулярностей та енергетичних потоків	77
3.1.3 Чисельне моделювання фазових сингулярностей та градієнтних оптичних пасток	79
3.2 Поляризаційно-керовані методи формування та розділення ОКМ-мод у волоконних системах.....	84
3.2.1 Методи генерації та управління ОКМ у волоконних системах	84
3.2.2 Експериментальна реалізація та результати.....	86
3.2.2.1 Принцип формування та введення ОКМ у волокно.....	87
3.2.2.2 Генерація, введення та поширення ОКМ-мод у волокні.....	91
3.3 Висновки до розділу 3	98
РОЗДІЛ 4. ГЕНЕРАЦІЯ ВИХОРІВ В ОПТИЧНИХ ВОЛОКНАХ ДЛЯ STED-МІКРОСКОПІЇ	100
4.1. Волокна для STED-пучків	100
4.2 Принципи та методи STED-мікроскопії.....	103
4.2.1 Конфігурація STED-системи.....	104
4.2.2 Переваги та виклики STED-систем	107
4.3 Градієнтно-індексні та ступінчасті волокна для STED-мікроскопії	111

4.3.1 Основні рівняння.....	112
4.3.2 Волокно з параболічним профілем показника заломлення	113
4.3.3 Ступінчасте волокно	119
4.3.4 Вибір оптичного волокна в STED-мікроскопії: порівняльний підхід.....	122
4.4 Висновки до розділу 4.....	124
РОЗДІЛ 5. ОПТИЧНІ ПОТОКИ ЕНЕРГІЇ ТА ФАЗОВІ ЕФЕКТИ В АСИМЕТРИЧНИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ МІКРОСТРУКТУРАХ.....	126
5.1 Зворотні потоки оптичної енергії в перфорованих діелектричних мікроциліндрах.....	128
5.1.1. Модель перфорованого мікроциліндра та методика чисельного моделювання	129
5.1.2. Особливості формування зворотного потоку та фотонних наноструменів у різних умовах резонансу та середовища	131
5.2 Контрольоване формування фотонних наноструменів та «зигзагів» при розсіянні світла на асиметричних півциліндрах.....	142
5.2.1 Фізичні механізми формування фотонних наноструменів та зигзагоподібних траєкторій в асиметричних півциліндрах.....	143
5.2.2 Фотонні зигзаги як засіб розділення та переключення оптичних сигналів.....	148
5.3. Дослідження ефекту Гоос-Генхен та його застосування у волоконно-оптичних системах.....	154
5.3.1 Фізичний зміст ефекту Гоос–Генхен та методи його вимірювання ..	154
5.3.2 Постановка експерименту та інтерферометрична методика вимірювань	157
5.3.3 Результати експериментальних вимірювань та їх аналіз.....	160
5.4 Висновки до розділу 5	165
ВИСНОВКИ	166
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	169
ДОДАТОК А.....	182
ДОДАТОК Б.....	185

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.

ОКМ - орбітальний кутовий момент

СКМ – спіновий кутовий момент

ОВ - оптичні вихори

GRIN — градієнтно-індексне волокно (Graded Index)

STED — стимульоване гасіння емісії (Stimulated Emission Depletion)

SMLM — мікроскопія локалізації окремих молекул (Single Molecule Localisation Microscopy)

PALM — мікроскопія локалізації окремих молекул із фотозбудженням (Photo-Activated Localization Microscopy)

SIM — структурована ілюмінаційна мікроскопія (Structured Illumination Microscopy)

LG — Лагерра–Гаусса (Laguerre–Gaussian)

BG — Бесселя–Гаусса (Bessel–Gaussian)

POV — ідеальний оптичний вихор (Perfect Optical Vortex)

HG — Гермита–Гауса (Hermite–Gaussian)

FMF — багатомодові волокна (Few-Mode Fiber)

SMF — однохвильове волокно (Single-Mode Fiber)

LP — лінійно поляризована (Linearly Polarized)

SUSY — суперсиметрія (Supersymmetry)

RIP — профіль показника заломлення (Refractive Index Profile)

WGM — моди шепочучої галереї (Whispering Gallery Modes)

ВСТУП

Розвиток сучасної оптики та фотоніки значною мірою пов'язаний із дослідженням структурованих оптичних полів, просторовий та фазовий розподіл яких визначає можливості керування поширенням світла та локалізацією оптичної енергії. Класичні дифракційні обмеження, що випливають з фундаментальних законів хвильової оптики, встановлюють граничну просторову роздільну здатність оптичних систем і визначають межі формування фокальних розподілів світлової інтенсивності [1–3].

Разом із тим, використання світлових полів зі складною фазовою, поляризаційною та модовою структурою дозволяє реалізувати ефекти надроздільної здатності та сформувати нетривіальні оптичні потоки енергії, що суттєво розширює функціональні можливості сучасних оптичних систем [4–7]. У цьому контексті особливий інтерес становлять вихрові пучки, оптичні поля в анізотропних середовищах та волоконні системи, здатні забезпечувати стабільну генерацію та передавання структурованого світла.

Актуальність теми

На сьогодні проблема подолання дифракційного обмеження є однією з ключових у фізичній оптиці, оптичній мікроскопії та фотоніці. Значний прогрес у розвитку методів надроздільної візуалізації, зокрема STED-мікроскопії, методів локалізації одиничних випромінювачів та структурованого освітлення, підтвердив принципову можливість отримання просторової роздільної здатності, що суттєво перевищує класичну межу Аббе [8–11]. Проте практична реалізація таких методів вимагає точного контролю просторового розподілу інтенсивності та потоків оптичної енергії у фокальній області.

Одним із перспективних підходів до формування необхідних просторових розподілів є використання структурованих оптичних полів, зокрема вихрових пучків, що характеризуються наявністю фазових сингулярностей та ненульового орбітального кутового моменту світла [12–15]. Такі пучки

дозволяють формувати кільцеподібні та нульові інтенсивності у фокусі, що є критично важливим для реалізації надроздільних методів, зокрема STED-мікроскопії, а також для задач оптичної маніпуляції та селективного збудження.

Важливою задачею сучасної фотоніки є інтеграція структурованих оптичних полів у волоконні системи. Оптичні волокна зі ступінчастим та градієнтно-індексним профілем показника заломлення відкривають можливість стабільної генерації, селекції та передавання мод з орбітальним кутовим моментом, що є необхідною умовою створення компактних та надійних надроздільних оптичних систем [16–19]. Особливий інтерес у цьому контексті становлять GRIN-волокна, модова структура яких дозволяє ефективно керувати просторовими та фазовими характеристиками вихрових мод.

Подальше розширення можливостей керування структурованими полями пов'язане з використанням складних оптичних середовищ, зокрема двовісних анізотропних кристалів та асиметричних діелектричних мікроструктур. У таких системах можливе формування нетривіальних оптичних потоків енергії, включаючи зворотні потоки, фотонні нанострумені та аномальні фазові ефекти, що не можуть бути пояснені в рамках класичної геометричної оптики [20–23]. Дослідження цих ефектів є важливим як з фундаментальної точки зору, так і з огляду на можливі застосування у нанофотоніці та оптичних пристроях керування світлом.

Окрему актуальність становить дослідження фазових ефектів при поширенні та розсіянні світла, зокрема ефекту Гоос–Генхен, який безпосередньо пов'язаний із перерозподілом оптичної енергії на межах розділу середовищ та може бути використаний для діагностики оптичних властивостей волоконних і планарних структур [24–26]. Контроль таких ефектів відкриває перспективи створення нових фотонних елементів з керованими просторовими характеристиками випромінювання.

Таким чином, актуальність даної дисертаційної роботи зумовлена необхідністю комплексного дослідження механізмів генерації та керування оптичними потоками енергії у структурованих світлових полях, зокрема у

волоконних та анізотропних системах, з метою досягнення надроздільної здатності в оптиці та розширення функціональних можливостей сучасних фотонних технологій.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дослідження виконані згідно з такими науково-дослідними темами Кореляційно-оптичні методи досягнення надроздільної здатності в оптичній мікроскопії та мікроманіпуляторах. Керівник Ангельський О.В.. Номер державної реєстрації НДР: 0122U001216

Застосування структурованого світла для передавання інформації у телекомунікаційних системах, моніторингу та керування об'єктами у просторі. Керівник Ангельський О.В.. Номер державної реєстрації НДР: 0125U001600

Мета і задачі дослідження

Мета роботи – дослідити способи генерації та керування оптичними потоками енергії у структурованих світлових полях для досягнення надроздільної здатності в оптичних системах і контролю руху нанооб'єктів у волоконних, анізотропних та мікроструктурованих діелектричних середовищах. Для досягнення цієї мети у дисертаційній роботі поставлено такі наукові задачі:

1. Аналіз фундаментальних фізичних механізмів надроздільної здатності в оптичних системах та встановлення ролі фазової, поляризаційної і модової структури світла у формуванні нетривіальних оптичних потоків енергії.
2. Дослідження властивостей вихрових оптичних пучків у вільному просторі та в оптоволокнах, включаючи їх генерацію, розповсюдження та детектування орбітального кутового моменту світла.
3. Аналіз модової структури оптичних волокон зі ступінчастим та градієнтно-індексним профілем показника заломлення і розробка методів селекції мод із заданими топологічними та фазовими властивостями.
4. Застосування суперсиметричних методів для аналізу та селекції мод у GRIN-волокнах, з метою формування та стабілізації вихрових мод з необхідними параметрами.
5. Дослідження генерації фазових сингулярностей та оптичних потоків у

двовісних (анізотропних) кристалах, а також їх поширення у волоконних системах з поляризаційним керуванням.

6. Розробка методів генерації вихрових пучків в оптичних волокнах для STED-мікроскопії, з оцінкою впливу параметрів волокон на досягнення надроздільної здатності.
7. Дослідження зворотних потоків оптичної енергії в перфорованих діелектричних мікроциліндрах та керування наночастинками, контрольоване формування фотонних наноструменів і «зигзагів» при розсіянні світла на асиметричних півциліндрах.
8. Інтерференційні дослідження ефекту Гоос-Генхен та його застосування у волоконно-оптичних системах для підвищення точності передачі та стабілізації оптичних сигналів.

Об'єкти дослідження

Структуровані оптичні поля; вихрові оптичні пучки; оптичні волокна зі ступінчастим та градієнтно-індексним профілем показника заломлення; двовісні анізотропні кристали; асиметричні діелектричні мікроструктури; оптичні системи надроздільної мікроскопії.

Предмет дослідження

Механізми формування, розповсюдження та керування оптичними потоками енергії і фазовими сингулярностями у структурованих світлових полях; модові та фазові властивості вихрових пучків у волоконних та анізотропних системах; умови досягнення надроздільної здатності в оптичних системах.

Методи дослідження

Методи хвильової та фізичної оптики; теорія структурованих оптичних полів і вихрових пучків; модовий аналіз оптичних волокон; методи суперсиметричної квантової механіки, адаптовані до задач оптики; чисельне моделювання електромагнітних полів; експериментальні методи формування та аналізу структурованих оптичних пучків.

Обґрунтованість і достовірність отриманих результатів

Обґрунтованість результатів дисертаційної роботи забезпечується використанням фундаментальних положень хвильової та фізичної оптики, електродинаміки суцільних середовищ, теорії структурованих світлових полів та теорії модового розповсюдження електромагнітних хвиль в оптичних волокнах і анізотропних середовищах.

У роботі застосовано коректні математичні моделі, що базуються на розв'язанні рівнянь Максвелла з відповідними граничними умовами для волоконних, кристалічних та мікроструктурованих діелектричних систем. Використані наближення (параксіальне, скалярне або векторне) є фізично обґрунтованими та чітко відповідають умовам розглянутих задач.

Достовірність отриманих результатів підтверджується:

- узгодженістю аналітичних розрахунків з результатами чисельного моделювання, виконаного незалежними методами;
- відтворенням у граничних випадках відомих теоретичних результатів класичної та сучасної оптики;
- коректним порівнянням отриманих результатів з даними, наведеними у працях інших авторів, а також з експериментальними результатами, представленими у відкритих наукових джерелах;
- стабільністю чисельних результатів при зміні параметрів моделей у фізично допустимих межах;
- фізичною інтерпретованістю отриманих ефектів з точки зору енергетичних потоків, фазових сингулярностей та кутового моменту світла.

Експериментальні результати, наведені в роботі, отримані з використанням апробованих методик формування та діагностики структурованих світлових полів, а також сучасних оптичних елементів і волоконних компонентів. Похибки вимірювань оцінені, а їх вплив на кінцеві результати проаналізований.

Таким чином, обґрунтованість і достовірність результатів дисертаційної роботи підтверджується комплексним поєднанням аналітичних методів, чисельного моделювання та експериментальних досліджень, а також їх

узгодженістю з відомими теоретичними та експериментальними даними.

Наукова новизна одержаних результатів

Наукова новизна одержаних результатів полягає у наступному:

1. Вперше виявлено та систематизовано механізми генерації й просторово-топологічної структури оптичних потоків енергії у вихрових і структурованих світлових полях, що дозволило розкрити нові можливості керування розподілом енергії в складноорганізованих оптичних системах.

2. Вперше комплексно досліджено вплив фазової, поляризаційної та модової структури світла на формування нетривіальних оптичних потоків у вільному просторі та оптичних волокнах; показано нові механізми керування просторовою динамікою енергії випромінювання.

3. Розроблено оригінальні та вперше застосовано суперсиметричні (SUSY) методи для аналізу і селекції мод у GRIN-волокнах, що відкрило нові можливості формування стабільних вихрових мод із заданими фазовими та топологічними характеристиками.

4. Вперше встановлено механізми генерації та розповсюдження оптичних потоків з орбітальним кутом моменту у двовісних анізотропних структурах; визначено нові закономірності їх впливу на формування, селекцію та стабілізацію мод у волоконних системах.

5. Вперше досліджено особливості генерації вихрових пучків у волокнах для STED-мікроскопії; обґрунтовано нові підходи до вибору параметрів волокна, що забезпечують стабільність оптичних мод і їх ефективне застосування для надроздільних вимірювань.

6. Вперше виявлено закономірності генерації фазових сингулярностей, зворотних потоків енергії та фотонних наноструменів в анізотропних і перфорованих діелектричних мікроструктурах; запропоновано нові методи їх теоретичного опису та керування відповідними оптичними ефектами.

Практичне значення одержаних результатів

Практичне значення отриманих результатів полягає у створенні наукового та методичного підґрунтя для аналізу та керування вихровими

модами в оптичних волокнах зі ступінчастим і параболічним профілем показника заломлення, що відкриває нові можливості для досліджень у волоконній оптиці. Розроблені підходи до генерації та стабілізації вихрових пучків формують основу для подальшого розвитку волоконних джерел STED-пучків у системах надроздільної флуоресцентної мікроскопії. Дослідження механізмів формування фазових сингулярностей та локалізованих каналів переносу енергії у двовісних анізотропних кристалах і сендвіч-структурах дозволяє створювати оптичні пастки і маніпулятори мікро- та наночастинок, а також знаходить застосування у мікрофлюїдиці та біомедичній оптиці. Виявлені закономірності формування зворотних потоків енергії, фотонних наноструменів та зигзагоподібних траєкторій в асиметричних діелектричних мікроструктурах можуть бути використані при розробці компактних мікрооптичних комутаторів та елементів керування світловими потоками. Результати дослідження впливу ефекту Гоос–Генхен на фазові співвідношення між ортогонально поляризованими пучками забезпечують підвищення фазової стабільності волоконно-оптичних інтерферометрів та систем прецизійних вимірювань. Запропоновані теоретичні підходи та методики чисельного моделювання можуть бути використані у науково-дослідній діяльності та при викладанні курсів з фізики оптики, фотоніки та нанофотоніки.

Особистий внесок здобувача

У всіх роботах, які виконані зі співавторами, особистий внесок здобувача полягає в уточненні постановки задач, розробці методики досліджень, тестуванні програмного забезпечення, виконанні чисельних розрахунків, проведенні експериментальних досліджень, аналізі отриманих результатів та формулюванні висновків. Ці роботи виконані на рівних засадах, внесок кожного автора у таку роботу є рівноцінним, а результати, що виносяться на захист, отримані автором дисертації самостійно.

Публікації. Наукові результати, представлені в дисертаційній роботі, викладені у 10 публікаціях, серед яких 5 праць опубліковано в наукових виданнях, проіндексованих у базах даних Scopus [1–5], три з яких опубліковані

у виданнях, віднесених до другого квартиля (Q2). Одна праця засвідчує апробацію і одна додатково відображає наукові результати дисертації. [6–7].

Апробація результатів дисертації.

1. 16-та міжнародна конференція «Кореляційна оптика 2023» Чернівці 18-21 вересня 2023.
2. X Міжнародна Науково-Практична Конференція «Фізико-технологічні проблеми передавання, оброблення та зберігання інформації в інфокомунікаційних системах». Чернівці, 15-17 травня 2025.
3. 17-та міжнародна конференція «Кореляційна оптика 2025» Чернівці, 8-12 вересня 2025.

Структура та обсяг дисертації.

Дисертація містить анотації двома мовами, перелік умовних позначень, вступ, п'ять розділів, основні висновки, список використаних джерел (151 найменування) та додаток із переліком публікацій автора за темою дисертаційного дослідження.

Загальний обсяг роботи – 185 сторінок та містить 42 рисунки і 3 таблиці.

РОЗДІЛ 1. СТРУКТУРОВАНІ ОПТИЧНІ ПОЛЯ ТА МЕТОДИ НАДРОЗДІЛЬНОЇ ОПТИКИ

Цей розділ присвячений огляду фундаментальних принципів та сучасних методів формування оптичних полів, що забезпечують надроздільну здатність у оптичних системах. Розглядаються класичні обмеження роздільної здатності, зумовлені дифракцією, та фізичні механізми їх подолання. Сучасні технології надроздільної мікроскопії дозволяють отримувати зображення з роздільною здатністю, значно вищою за класичний дифракційний ліміт. В цих методах критично важливим є контроль інтенсивності, фази, поляризації та просторової структури світлового поля для локалізації енергії у субдифракційних масштабах. Для досягнення таких результатів використовуються структуроване світло та модові пучки, зокрема оптичні вихрові, що дозволяють концентрувати енергетичний потік, формувати топологічно складні світлові структури та керувати просторовою фазою й поляризацією. Використання цих підходів є ключовим для сучасних методів надроздільної оптики і створює теоретичну основу для подальшого аналізу принципів формування та еволюції модових і вихрових пучків у вільному просторі та в оптоволокнах.

1.1. Принципи надроздільної здатності в оптичних системах

Роздільна здатність оптичних систем визначається законами дифракції, які накладають обмеження на мінімальний розмір фокусованого пучка світла та деталізацію зображення. Основні фактори, що впливають на ці межі, включають довжину хвилі світла, апертуру об'єктива та форму хвильового фронту. Важливе значення мають також взаємодія пучків світла з матерією та просторові характеристики освітлюваного об'єкта.

Для подолання цих обмежень використовуються сучасні підходи, які дозволяють ефективно контролювати амплітуду, фазу та поляризацію

світлового поля. Такі методи створюють можливість формувати локалізовані, топологічно складні пучки, що концентрують енергію у заданих областях простору. Аналіз фізичних закономірностей, що лежать в основі дифракції та формування світлових полів, є необхідною передумовою для розуміння принципів надроздільної здатності та застосування структурованого світла в сучасних оптичних системах [1–3].

1.1.1 Дифракційне обмеження та класичні закони оптики

Класичні закони оптики визначають межі роздільної здатності через дифракційне обмеження, що виникає внаслідок хвильової природи світла. Роздільна здатність оптичної системи обмежується довжиною хвилі світла, апертурою об'єктива та характеристиками хвильового фронту [1, 2].

При лінійній обробці світла мінімальний розмір фокусного пучка визначається критеріями Аббе та Релея. Для кругової апертури критерій Аббе формулюється як:

$$d_{Abbe} = \frac{\lambda}{2NA}, \quad (1.1)$$

де λ — довжина хвилі світла, $NA = n \sin \vartheta$ — числова апертура об'єктива, n — показник заломлення середовища, ϑ — кут апертури.

Критерій Релея визначає умови розділення двох точкових джерел через дифракційне коло Ейрі:

$$d_{Rayleigh} \approx 0.61 \frac{\lambda}{NA} \quad (1.2)$$

Ці формули демонструють, що роздільна здатність прямо залежить від довжини хвилі та числової апертури, а також від хвильових характеристик системи. Додатково на фокусну пляму впливають аберації, ступінь когерентності джерела та точність виготовлення оптичних елементів [3].

Сучасні експериментальні системи, наприклад мікроскопи Nikon A1R HD25 з $NA = 1.45$ або Olympus FV3000 з $NA = 1.4$, дозволяють практично наблизитися до межі Аббе. Використання адаптивної оптики компенсує

аберації та дозволяє зберігати стабільність фокусування в умовах нерівномірного заломлення середовища [4, 5]. Такі системи знаходять широке застосування у нейронауці та прикладних нейротехнологіях для високоточних спостережень динамічних процесів на нанометровому рівні.

1.1.2 Ефекти надроздільної здатності

Ефекти надроздільної здатності виникають тоді, коли оптичні системи дозволяють формувати або відтворювати структури з розмірами меншими за дифракційний ліміт. Сучасні підходи використовують нелінійні світлові взаємодії, структуровані хвильові фронти, суперосциляційні ефекти та модову інженерію пучків [6, 4, 7].

Ключовим механізмом є нелінійна взаємодія світла з матерією, яка лежить в основі технологій STED. У цих методах сильний депопуляційний пучок пригнічує флуоресценцію поза вузькою центральною областю, дозволяючи локалізувати світлову енергію у субдифракційному об'ємі [8, 9].

Інтерференційні та багатомодові конфігурації формують суперосциляційні області, де локальні максимуми інтенсивності менші за класичний дифракційний ліміт [10, 4]. Використання багатомодових лазерних пучків у нанофотонних структурах дозволяє створювати стабільні субхвильові фокуси для маніпуляції наночастинками [7].

Структурування хвильового фронту за допомогою фазових масок, метаповерхневих лінз або поляризаційних елементів дозволяє формувати вузькі інтерференційні максимуми в субдифракційних масштабах [22].

Алгоритмічна реконструкція даних забезпечує надроздільну локалізацію джерел у дифракційно обмежених системах, що використовується в методах PALM та STORM [11, 12, 13]. У сучасних конфігураціях Nikon N-STORM та Zeiss Elyra PS.1 роздільна здатність ~20–30 нм досягається за рахунок точного позиціювання окремих молекул флуорофору та алгоритмічної обробки сигналу.

Топологічно структуровані пучки із орбітальним кутовим моментом дозволяють концентрувати світлову енергію у вузьких областях, що

застосовується в оптичних пінцетах та для маніпуляції наночастинками [14, 15].

Контроль просторової структури світлового поля – амплітуди, фази та поляризації – дозволяє підвищувати роздільну здатність та локалізацію енергії. Формування пучків із орбітальним кутовим моментом (Laguerre–Gaussian, Hermite–Gaussian) та фазовими сингулярностями дозволяє концентрувати світлову енергію в субдифракційних областях [16, 17].

Поляризаційні структури, такі як радикальна та азимутальна поляризація, забезпечують додаткове звуження центральної плями пучка [18, 19]. Використання радикально поляризованих пучків у STED та SIM підвищує точність локалізації до 40–50 нм, зменшуючи бокові пелюстки та підвищуючи контраст при спостереженні білкових комплексів і внутрішньоклітинних органел.

Використання метаповерхневих та дифракційних оптичних елементів дозволяє формувати пучки із довільною фазовою структурою та субдифракційні фокуси [20, 21]. Поєднання структурованого світла з методами надроздільної мікроскопії забезпечує високу точність локалізації сигналу у STED, PALM та SIM-подібних конфігураціях [8, 9]. Це дозволяє спостерігати динамічні процеси у живих клітинах із нанометровою точністю, мінімізуючи фототоксичний ефект.

1.2. Сучасні підходи до підвищення надроздільної здатності в оптичних системах

Сучасна оптика активно розвивається у напрямку подолання класичного дифракційного ліміту, зумовленого законами Аббе та Релея, шляхом поєднання нелінійних ефектів, структурованого світла, адаптивної оптики, алгоритмічної реконструкції сигналу та метаповерхонь. Основними стратегіями є методи локалізації та пригнічення флуоресценції, адаптивний контроль хвильового фронту для компенсації аберацій, а також використання структурованих і вихрових пучків для субдифракційної локалізації енергії. Поєднання цих підходів відкриває широкі можливості для високоточної мікроскопії,

нанофотоніки та біомедичних застосувань.

1.2.1 Методи надроздільної здатності

Методи надроздільної здатності спрямовані на подолання дифракційного обмеження та отримання зображень із просторовою роздільною здатністю, що перевищує класичний ліміт. Розвиток таких методів став можливим завдяки поєднанню нелінійних оптичних ефектів, інженерії світлового поля та алгоритмічної реконструкції сигналів [8, 9]. Найбільш відомими підходами є мікроскопія пригнічення стимульованої емісії (STED), методи локалізації окремих молекул (SMLM, до яких належать PALM і STORM), мікроскопія структурованого освітлення (SIM) та низка споріднених технологій [11, 12, 22–25].

Методи SMLM базуються на тому, що в кожному окремому кадрі активною є лише невелика кількість флуорофорів, що робить можливим визначення положення кожної молекули з точністю, яка значною мірою залежить від кількості зібраних фотонів. Положення окремої молекули відновлюють шляхом апроксимації її функції розсіювання точки, а точність локалізації масштабується як $d \approx 1/\sqrt{N}$, де N – число фотонів, зареєстрованих детектором [11]. Методи PALM і STORM, що належать до SMLM, дозволяють досягати латеральної роздільної здатності 10–30 нм [11, 12], а технологія MINFLUX – до 1–3 нм, що є одним із найвищих значень, продемонстрованих у оптичній мікроскопії. Реконструкція зображень у SMLM ґрунтується на обробці тисяч послідовних кадрів із використанням гаусової апроксимації або алгоритмів глибинного навчання, включно з Deep-STORM [13].

Метод SIM використовує періодичні освітлювальні структури для перенесення просторових частот за межі оптичної передатної функції системи. Завдяки поєднанню експериментальних даних із алгоритмічним розв’язанням задачі реконструкції SIM дозволяє підвищити роздільну здатність приблизно до 100 нм і забезпечує швидке широкопольове зображення, що робить його придатним для дослідження живих клітин [22, 25].

Подальше підвищення якості зображень і можливостей надроздільних технологій значною мірою залежить від точного контролю хвильового фронту, компенсації аберацій та оптимізації просторових і поляризаційних характеристик світлового поля.

1.2.2 Адаптивна оптика та контроль хвильового фронту

Адаптивна оптика є важливим інструментом сучасної високороздільної оптики, оскільки вона забезпечує можливість динамічної компенсації аберацій, що виникають унаслідок неоднорідностей середовища, флуктуацій показника заломлення або конструктивних обмежень оптичних систем. Такі аберації призводять до спотворення хвильового фронту та погіршення якості фокусування, що є критичним для методів надроздільної мікроскопії, які потребують максимальної стабільності та точності формування субдифракційних фокусів [5, 7].

Основою адаптивної оптики є активний контроль фазового профілю падаючого світла. Для цього використовують деформаційні дзеркала, багатосегментні дзеркальні масиви та просторові модулятори світла (SLM), які дозволяють коригувати хвильовий фронт у реальному часі, компенсувати оптичні аберації високих порядків та формувати довільні амплітудно-фазові структури пучка [26]. Такі інструменти також забезпечують можливість генерування оптимізованих модових профілів світла, що є ключовим для точного керування енергією у малих об'ємах зразка.

Керування хвильовим фронтом відіграє особливо важливу роль під час роботи з товстими біологічними тканинами, де множинне розсіювання та локальні зміни показника заломлення призводять до швидкої деградації фокусної області. Використання адаптивної оптики дозволяє відновити форму хвильового фронту і повернути фокус до субдифракційних розмірів, підтримуючи ефективність методів STED, SIM і SMLM у глибоких шарах зразка [4, 10, 14]. У таких системах часто застосовуються алгоритми оптимізації (градієнтні методи, методи зворотного зв'язку, машинне навчання), які

автоматично знаходять фазову маску, що забезпечує найкращу якість зображення.

Крім компенсації аберацій, адаптивна оптика дозволяє цілеспрямовано формувати світлові поля зі складною просторовою структурою. Зокрема, контроль хвильового фронту дає змогу створювати світлові пучки з керованою поляризацією, амплітудою, фазою та орбітальним моментом імпульсу. Саме такі підходи лежать в основі генерації структурованого світла, модових структур у багатомодових та спеціальних волокнах, а також оптичних вихрових пучків, що відіграють важливу роль у сучасній надроздільній оптиці, маніпуляції мікрочастинками та передачі інформації.

У цьому контексті адаптивна оптика виступає не лише коригувальним інструментом, але й засобом тонкого інженерного формування хвильових полів, що забезпечує плавний перехід до розгляду структурованого світла та оптичних вихрових пучків, які є фундаментальними елементами сучасних методів надроздільної оптики.

1.2.3 Структуроване світло та оптичні вихри

Структуроване світло охоплює широкий клас світлових пучків із просторово контрольованою амплітудою, фазою та поляризацією, що дозволяє формувати складні світлові структури та керувати розподілом енергії на мікро- та нано-масштабах. Однією з найбільш важливих реалізацій структурованого освітлення є оптичні вихрові пучки, які несуть орбітальний кутовий момент (ОКМ) і характеризуються фазовою сингулярністю та гвинтовою структурою хвильового фронту [16, 17, 15]. Наявність ОКМ дає змогу формувати темні центральні області, субдифракційні мінімальні зони та здійснювати точне керування розподілом інтенсивності.

Для генерації вихрових та модових пучків широко застосовують профілі Лагерра–Гаусса, Ерміта–Гаусса та Бесселя, які дозволяють створювати топологічно складні структури та моди з різними значеннями топологічного заряду. Крім класичних елементів, важливу роль відіграють метаповерхневі

лінзи, що забезпечують компактне формування довільних фазових профілів і високоточний контроль поляризації та ОКМ світла [20, 21].

Структуроване світло відіграє ключову роль у сучасних методах надроздільної оптики, оскільки дає можливість концентрувати енергію в заданих субдифракційних областях, підвищувати контрастність та оптимізувати освітлення у флуоресцентній мікроскопії. Такі поля широко застосовуються у методах STED і SIM, де вони дозволяють формувати темні або фазово модульовані області з точно керованою геометрією. Окрім цього, структуроване світло відкриває можливості для оптичної маніпуляції наночастинками, мікророботики та високоточних біофотонних вимірювань [14, 22].

1.3. Оптичні вихрові пучки у вільному просторі та в оптоволокнах

У цьому підрозділі аналізуються механізми їх генерації та поширення у вільному просторі й оптичних волокнах з акцентом на збереженні топологічного заряду, модової структури та стабільності вихрових мод.

1.3.1 Основні принципи формування вихрових пучків

Оптичні вихрові пучки характеризуються наявністю фазової сингулярності, яка визначає їх топологічний заряд та обумовлює специфічні властивості, такі як ОКМ та СКМ [17, 27, 28]. Фазова сингулярність виникає у точці, де амплітуда електричного поля дорівнює нулю, а фаза визначена багатозначно, що формує характерний «вихровий» профіль.

Для монохроматичного електромагнітного пучка електричне поле можна представити у вигляді

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, z, t) = \text{Re} \left\{ \mathbf{E}(\mathbf{r}, z) e^{i\omega t} \right\}, \quad (1.3)$$

де $\mathbf{E}(\mathbf{r}, z)$ – комплексна амплітуда електричного поля, що визначає просторову структуру пучка, $\mathbf{r} = x\hat{\mathbf{x}} + y\hat{\mathbf{y}}$ – вектор у поперечній площині ($|\hat{\mathbf{x}}| = |\hat{\mathbf{y}}| = 1$), перпендикулярній до осі поширення z , а ω — частота електромагнітного поля.

Комплексна амплітуда вихрового пучка із топологічним зарядом ℓ описується як:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, z) = \mathbf{e} E_0 u(r) e^{i\ell\varphi} e^{ikz}, \quad (1.4)$$

де E_0 – амплітуда поля, яка визначає масштаб інтенсивності пучка, $u(r)$ – радіальний профіль пучка (наприклад, мода Лагерра–Гаусса), ℓ – топологічний заряд (ціле число), який визначає кількість 2π -фазових витків навколо сингулярності та чисельно відповідає орбітальному кутовому моменту пучка $L_z = \hbar\ell$, φ – азимутальний кут, а $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число. Поляризаційний вектор $\hat{\mathbf{e}} = e_x \hat{\mathbf{x}} + e_y \hat{\mathbf{y}}$ у поперечній площині, нормований за правилом $|e_x|^2 + |e_y|^2 = 1$, враховує як амплітуди, так і фазові співвідношення компонент поля, що дозволяє описувати лінійну, циркулярну або еліптичну поляризацію.

Орбітальний кутовий момент визначається як [27, 28]:

$$\mathbf{L} = \frac{\varepsilon_0}{i\omega} \sum_i E_i (\mathbf{r} \times \nabla) E_i^*, \quad (1.5)$$

де ε_0 – електрична стала. Слід зазначити, що один оператор $(\mathbf{r} \times \nabla)$ у рівнянні (1.5) має дві компоненти: $\mathbf{e}_\varphi r \partial / \partial z + \hat{\mathbf{z}} \partial / \partial \varphi$ ($\mathbf{e}_\varphi$ та $\hat{\mathbf{z}}$ – ортонормовані одиничні вектори), але вузькоспрямованому пучку (параксіальна апроксимація) основний внесок дає диференціювання по азимутальній координаті, тому домінуючим буде орбітальний момент вдоль осі z

$$L_z = \frac{\varepsilon_0 |E_0|^2 u^2(r)}{\omega} \ell. \quad (1.6)$$

Якщо енергія поля квантується в одиницях $\hbar\omega$, то на рівні одного фотона маємо $L_z = \hbar\ell$.

Для пучків з різними значеннями орбітального ОКМ на рисунку 1.1 показано три стовпці: перший – розподіл поля пучків з різним ОКМ, другий – інтенсивність у поперечній площині, третій – відповідні фазові розподіли. Символ ℓ відповідає значенню ОКМ. Пучки з більшим ℓ мають ширшу

темнову центральну область та більшу локальну густину ОКМ, що важливо для маніпуляцій частинками та фотонними компонентами [14, 22].

СКМ, що визначається локальною поляризацією, задається

$$\mathbf{S} = \frac{\varepsilon_0}{2\omega} \text{Im}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{E}). \quad (1.7)$$

Фазовий множник $e^{i\ell\varphi}$ не впливає на векторний добуток, тому щільність спінового моменту вздовж осі z дорівнює

$$S_z = \frac{\varepsilon_0 |E_0|^2 u^2(r)}{\omega} s_z, \quad s_z = \text{Im}(e_x^* e_y). \quad (1.8)$$

Величина s_z визначає характер поляризації: $s_z = +1$ — ліва циркулярна, $s_z = -1$ — права циркулярна, $s_z = 0$ — лінійна. Спіновий момент на фотон: $S_z = \hbar s_z$. На рисунку 1.2 показано схему двох циркулярно поляризованих пучків світла та відповідний спіновий кутовий момент. Стан циркулярної поляризації, правий або лівий, визначається напрямом обертання поляризаційного поля. Для зручності подано погляд у напрямку від джерела: символ $|R\rangle$ відповідає правій циркулярній поляризації, а $|L\rangle$ — лівій.

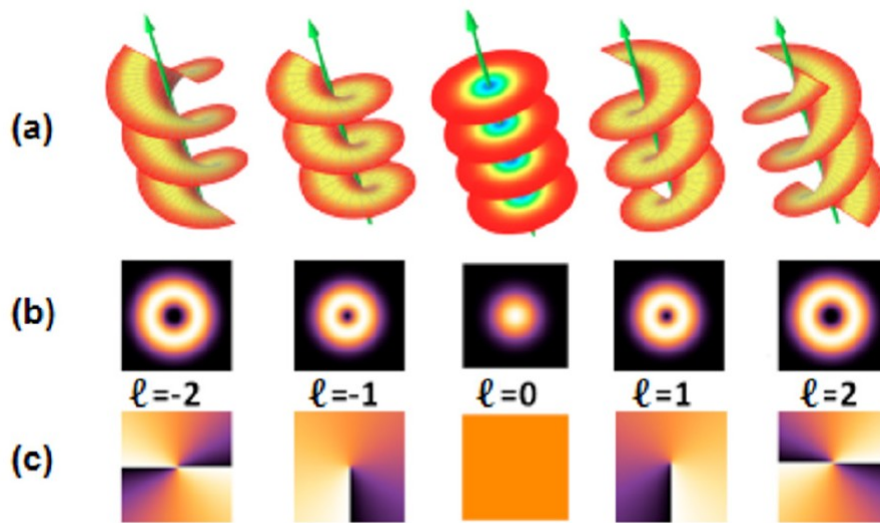


Рисунок 1.1 – Хвильові фронти (a) та відповідні профілі інтенсивності (b) і фази (c) для різних індексів завихреності

Отже, вже на цьому рівні видно, що фазова структура пучка також визначає орбітальний та спіновий кутові моменти світла. Орбітальний кутовий момент пропорційний топологічному заряду ℓ , тоді як спіновий кутовий момент визначається поляризацією пучка, наприклад, лівою або правою циркулярною [29].

Сингулярна точка супроводжується нульовою інтенсивністю, що формує темнову центральну область пучка. Це дозволяє реалізовувати високоточну мікроскопію, зокрема методи STED, де темновий центр вихрового пучка використовується для селективного гашення флуоресценції [8, 9, 33].

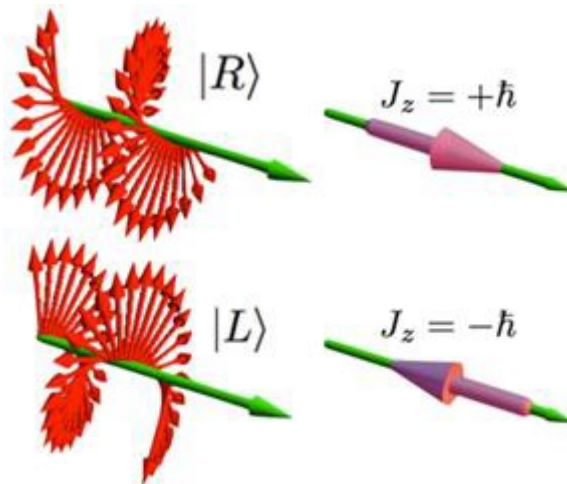


Рисунок 1.2 – Право- $|R\rangle$ та ліво- $|L\rangle$ циркулярно поляризовані пучки з відповідними СКМ

Фазова сингулярність є стійкою до лінійної дифракції та зберігає топологічний заряд при поширенні у однорідному середовищі [27, 28]. У реальних волокнах збереження топологічного заряду може порушуватися через міжмодову взаємодію, дисперсію та неоднорідності середовища [30–32].

Таким чином, аналіз фазових сингулярностей, розподілу енергії та кутового моменту світла формує фундаментальні засади для подальшого дослідження вихрових пучків у вільному просторі та оптоволокнах і визначає

можливості керування світловими полями – від надроздільної мікроскопії до телекомунікаційних систем. Сучасні підходи до формування й маніпуляції структурованими пучками [34, 35] забезпечують точний контроль фазових і амплітудних характеристик та кутового моменту світла, відкриваючи нові перспективи для мікроскопії, нанотехнологій і волоконної оптики.

1.3.2 Вихри у вільному просторі

Різноманітність оптичних вихрових пучків у вільному просторі велика. До найбільш відомих і широко вивчених типів належать вихрові пучки, які включають: пучки Лагерра–Гаусса (LG) [36], пучки Бесселя–Гаусса (BG) [37], пучки Ейрі [38], пучки Мат'є [39], пучки Лоренца–Гаусса [40], пучки ідеального оптичного вихра (POV) [41], пучки Гермита–Коша–Гаусса з вихрами [42], «елегантні» пучки Лагерра–Гаусса [43] та аномальні вихрові пучки [44].

Світло є електромагнітною хвилею, яке описується рівняннями Максвелла. При припущенні, що світло поширюється у лінійному, ізотропному, однорідному та вільному від джерел просторі, рівняння Максвелла можна спростити, отримавши векторне рівняння Гельмгольца

$$(\nabla^2 + k^2)\mathbf{E}(\mathbf{r}, z) = 0. \quad (1.9)$$

У випадку пучків із малим кутом розсіювання часто застосовується параксіальне наближення, що значно спрощує математичний опис і дозволяє отримати аналітичні розв'язки для різних типів вихрових мод. Таке наближення стає особливо корисним при аналізі поведінки пучків на великих відстанях і при дослідженні їхніх структурних особливостей, таких як фаза, інтенсивність і кутовий момент. Для цього запишемо електричне поле у вигляді (див. рівняння (1.4)): $\mathbf{E}(\mathbf{r}, z) = \mathbf{e} E_0 u(\mathbf{r}, z) e^{ikz}$. Зазначимо, що використовуються позначення розділу 1.3.1, коли z - напрямок розповсюдження пучка, а вектор $\mathbf{r}$ лежить у поперечній площині. Тим не менш, на відміну від (1.4), амплітуда $u(\mathbf{r}, z)$ явно залежить від поздовжньої координати. Далі поставимо останній вираз для електричного поля до рівняння (1.9). Оскільки використовується параксіальне

наближення, яке вказує на те, що профіль світлового променя змінюється дуже повільно вздовж напрямку поширення, членом $\partial^2 u(\mathbf{r}, z) / \partial z^2$ можна знехтувати. В результаті отримаємо

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + 2ik \frac{\partial}{\partial z} \right) u(r, \varphi, z) = 0, \quad (1.10)$$

Важливо зазначити, що з точки зору геометричної оптики параксіальне наближення є справедливим у тому випадку, коли світловий промінь поширюється достатньо близько до оптичної осі, тобто коли його кутова дивергенція є надзвичайно малою.

Рисунок 1.3 ілюструє декілька репрезентативних класів вихрових пучків, кожен із яких характеризується специфічними параметрами моди. Пучки LG визначаються топологічним зарядом ℓ та радіальним індексом p (рис. 1.3А), тоді як пучки BG, POV та Лоренца–Гаусса описуються переважно значенням топологічного заряду ℓ (рис. 1.3В–D). Більш складні структури, такі як вихрові пучки Герміта–Коша–Гаусса або ідеальні гвинтові пучки Матґе, містять додаткові параметри (наприклад, порядок пучка m чи еліптичний параметр q), що відображає різноманітність профілів вихрових полів (рис. 1.3Е–F).

Інші типи вихрових пучків – такі як Матґе, Лоренца–Гаусса, Ейрі, елегантні LG, Герміта–Коша–Гаусса чи аномальні вихрові пучки – також мають наукову цінність, проте їхній математичний опис є більш спеціалізованим, а експериментальні методи генерації часто мають значно вужче коло застосувань.

LG моди являють собою параксіальні розв’язки рівняння Гельмгольца (1.10), отримані в циліндричній системі координат та описані класичною теорією дифракції [1], [3]. Векторні та скалярні формулювання LG-полів були суттєво розвинені в [43]. Їх поле може бути представлене виразом

$$u_{\ell p}(r, \varphi, z) = C x^{|\ell|} L_p^{|\ell|}(x^2) e^{-x^2/2} e^{i\ell\varphi} e^{(ikr^2/2R(z) - i\Psi_{\ell p}(z))}, \quad (1.11)$$

де $x = r\sqrt{2}/w(z)$, p – радіальний індекс, $L_p^{|\ell|}(x^2)$ – узагальнений поліном Лагерра, $w(z)$ – радіус пучка, $R(z)$ – радіус кривизни хвильового фронту, а $\Psi_{\ell p}(z)$ — фазовий зсув. Нуль інтенсивності в центрі пучка є прямим наслідком азимутальної фази $i\ell\varphi$, яка створює фазову сингулярність. C – нормувальна постійна.

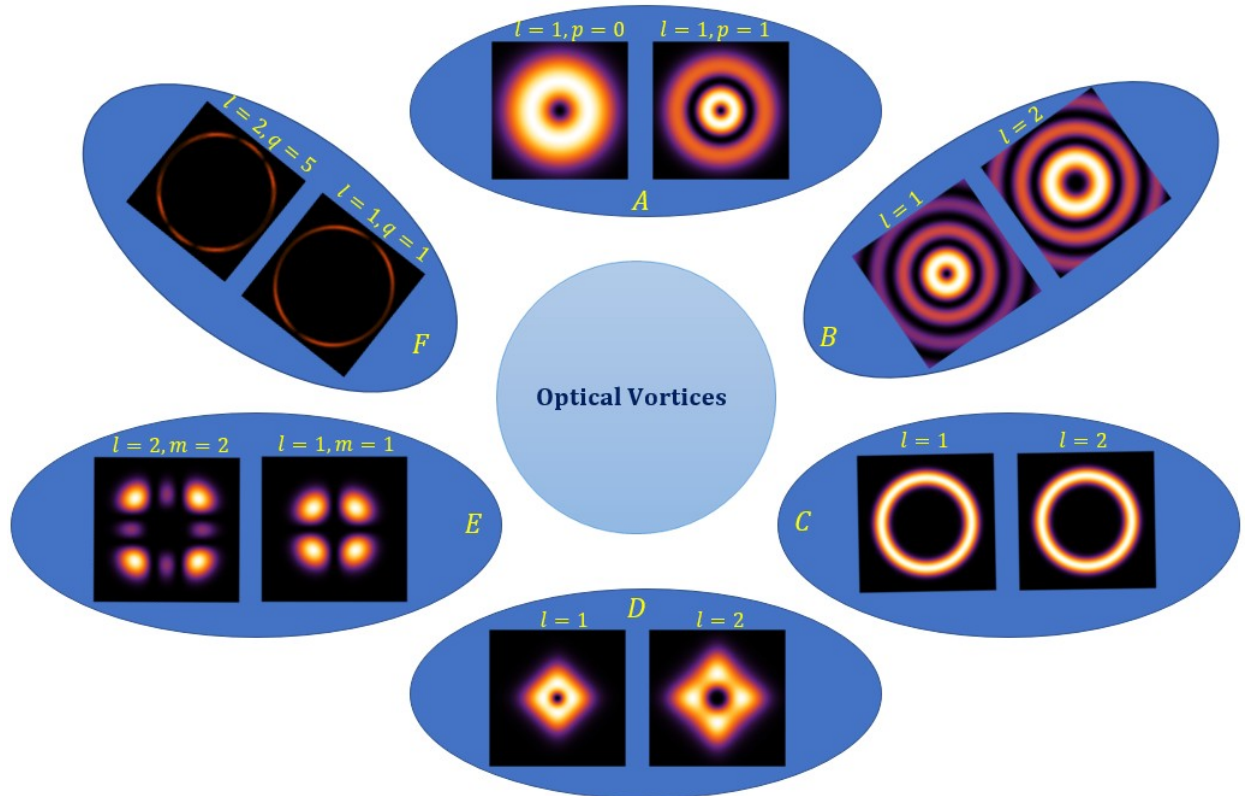


Рисунок 1.3 —. Представницькі типи вихрових пучків та їхні характерні параметри мод: (A) пучки LG, параметри ℓ , p ; (B) пучки BG, параметр ℓ ; (C) пучки POV, параметр ℓ ; (D) пучки Лоренца–Гаусса, параметр ℓ ; (E) вихрові пучки Герміта–Коша–Гаусса, параметри ℓ , m ; (F) гвинтові пучки Мат'є, параметри ℓ , q . (зі статті [45])

Характерний поперечний профіль LG-пучка складається з кільцевої структури, форма та розмір якої визначаються насамперед значенням топологічного заряду. Із зростанням модульного значення ℓ збільшується радіус області максимальної інтенсивності, що є важливим чинником при застосуваннях, де взаємодія зі середовищем залежить від просторової

концентрації світла. Експериментальні підтвердження структури інтенсивності та фази LG-мод були отримані ще в класичній роботі [36], що надало підґрунтя для широкого застосування цих мод у різних підсистемах оптичної маніпуляції й мікроробототехніки. Типовий профіль інтенсивності LG-моди з ненульовим топологічним зарядом містить центральну темну область (рис. 1.3А), а фазовий розподіл утворює спіральну структуру з кількістю поворотів, пропорційною ℓ . Така структура безпосередньо визначає величину орбітального кутового моменту, і саме вона робить LG-пучки фундаментальними в дослідженнях оптичного крутного моменту та оптичних пінцетів.

Пучки класу BG (рис. 1.3В) поєднують у своїй структурі беселевий розподіл та гаусове затухання і можуть розглядатися як апроксимація недифракційних BG -пучків, що зберігають обмежену енергію. Поле BG-пучка на вході записується у вигляді

$$u_{\ell p}(r, \varphi) = C J_{\ell}(k_r r) e^{-r^2/w^2} e^{i\ell\varphi}, \quad (1.12)$$

де $J_{\ell}(k_r r)$ є функцією Бесселя першого роду, k_r – поперечне хвильове число, а w — параметр, що визначає характер гаусового затухання. Такий розподіл створює майже недифракційний пучок, здатний зберігати свій профіль на значно більшій відстані порівняно з гаусовими пучками. Недифракційність спостерігається у межах, де відбувається взаємодія беселевого та гаусового компонентів. Функція Бесселя забезпечує осциляційний характер пучка, а гаусове затухання стабілізує його в реальних експериментальних умовах. Принципові властивості поширення BG-мод включають слабку дифракцію протягом значних відстаней та само-відновлення профілю після часткового екранування, що було докладно продемонстровано у роботах з аналізу траєкторій світла в BG-пучках [37]. Інтенсивність BG-пучка характеризується центральною областю з нульовою інтенсивністю для $\ell \neq 0$ та системою радіальних кілець, що суттєво відрізняє їх від LG-мод і робить придатними для застосувань у біо- та нанофотоніці.

POV – це особливий вид вихрових пучків (рис. 1.3С), у яких радіус кільця

інтенсивності не залежить від топологічного заряду ℓ [41].

Вхідне поле на вході системи у полярних координатах задається як кільцевий гаусовий профіль з фазовим фактором $e^{i\ell\varphi}$, який визначає орбітальний кутовий момент пучка. Ідеальна лінза формує у фокальній площині 2D-Фур'є-преобразування цього поля, що дає Bessel-подібний розподіл амплітуди:

$$E'(r, \varphi) = C J_{\ell} \left(\frac{2\pi \rho r_0}{\lambda f} \right) e^{-w_0^2 r^2 / 4} e^{i\ell\varphi}, \quad (1.13)$$

де r_0 – радіус вхідного кільця, w_0 – ширина гаусового профілю, ℓ – топологічний заряд, ρ і φ – полярні координати у фокальній площині, f – фокусна відстань лінзи.

Цей вираз демонструє ключову властивість POV: основний радіус кільцевої структури визначається початковим параметром r_0 , а не значенням топологічного заряду ℓ . Візуальні приклади інтенсивності POV-пучків із різними зарядами наведено на Рис. 1.3С, де чітко видно інваріантність геометрії кільця. Така властивість дозволяє застосовувати високозарядні вихрові моди без збільшення розміру області максимальної інтенсивності, що суттєво підвищує ефективність багатьох нелінійних процесів.

1.3.3 Вихри в оптоволоконних

Поширення оптичних вихрових пучків в оптоволоконних середовищах є одним із ключових напрямів розвитку сучасної структурованої фотоніки, у межах якої фазові, амплітудні та поляризаційні ступені свободи світла використовуються для підвищення функціональності оптичних систем і реалізації методів надроздільної оптики [14, 15]. На відміну від поширення у вільному просторі, де структура вихрового пучка визначається дифракцією та зовнішніми збуреннями, в оптоволоконні формування й стабільність мод з ОКМ суттєво залежать від профілю показника заломлення, геометрії серцевини та особливостей модової взаємодії. Звичайні одномодові та стандартні

багатомодові волокна, як правило, не забезпечують ізольованості ОКМ -мод, що призводить до сильного модового змішування та деградації топологічних властивостей під час поширення [31, 27].

Функціонування мод з орбітальним кутовим моментом у волоконних структурах визначається сукупністю фізичних механізмів, що забезпечують збереження спіральної фазової структури, виродження поперечних компонентів та мінімізацію модового змішування. Основою підтримки ОКМ-мод є формування у волокні парних векторних мод, які утворюють ортогональні суперпозиції зі сталим топологічним зарядом ℓ і зберігають фазову сингулярність уздовж осі поширення. Таке виродження можливе лише тоді, коли профіль показника заломлення гарантує близьку рівність ефективних показників заломлення відповідних поляризаційних компонентів, запобігаючи їх розділенню або перетворенню одна в одну [31, 27].

Ключовою умовою підтримки ОКМ-мод є азимутальна симетрія волокна, що забезпечує стабільну фазову еволюцію; зокрема, волокна з кільцевою серцевиною зменшують модове змішування завдяки радіальному розділенню мод [46, 47]. У фотонно-кристалічних і повітряних структурах утримання мод додатково забезпечується зростанням різниці ефективних показників заломлення та формуванням поперечної «потенційної ями» для заданого азимутального числа [48].

Стабільність також підвищується мінімізацією збурень і слабкою взаємодією між сімействами мод, що обмежує енергетичний перенос і зберігає топологічний заряд під час поширення, розширюючи застосування ОКМ у телекомунікаціях і надроздільній мікроскопії [49; 7, 34, 35].

Для стійкої передачі структурованих пучків застосовують спеціалізовані волокна — з кільцевою серцевиною, фотонно-кристалічні та модоселективні, у яких формуються векторні моди з виродженими значеннями топологічного заряду, що зменшує модове змішування та зберігає фазову структуру [32, 30]. Такі волокна забезпечують потрібні дисперсійні характеристики й уможливають інтеграцію вихрових пучків у компактні системи, зокрема в

STED-мікроскопії, де формується нуль інтенсивності у фокусі для підвищення роздільної здатності [8, 33].

Дослідження оптоволоконних вихорів охоплює генерацію та стабілізацію ОКМ-мод, вплив вигинів і дисперсії та умови їх збереження на великих відстанях, що є основою для створення високоточних волоконно-оптичних систем і фотонних пристроїв.

В оптичному волокні електричне поле хвилі задається формулою

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = [\mathbf{e}_t(x, y) + \mathbf{e}_z(x, y)]e^{i(\beta z - \omega t)}, \quad (1.14)$$

де $\mathbf{e}_t(x, y)$ – поперечне електричне поле, $\mathbf{e}_z(x, y)$ - електричне поле вздовж осі волокна. Рівняння (4) описує хвилі, що поширюються в напрямку $+z$. В оптичному волокні існують три категорії дозволених мод [50]. Моді серцевини - це моди, що визначаються межею осердя-оболонка. Моді оболонки - це моди, що визначаються комбінацією меж осердя-оболонка та оболонка-буфер. Ці моди відповідають дискретним значенням постійної поширення β . Моді випромінювання утворюють континуум і їх кількість нескінченна. Таким чином, повне електромагнітне поле - це сума за дискретними значеннями плюс інтеграл за неперервними значеннями постійної поширення.

Підставляючи вираз (1.14) у рівняння Максвелла, отримуємо векторне хвильове рівняння для поперечного поля [50]:

$$(\nabla_t^2 + k^2 n - \beta^2)\mathbf{e}_t = -\nabla(\mathbf{e}_t \cdot \nabla \ln n^2), \quad (1.15)$$

де n - показник заломлення. Як видно, рівняння (1.15) описує лише поперечні компоненти поля. Раніше було показано, що, використовуючи припущення щодо маленької різниці між показниками заломлення, можна побудувати систему наближених розв'язків лише для поперечних мод [50]. Для цих наближених розв'язків поперечне поле майже повністю описується як $\mathbf{e}_t$. Тобто розв'язки майже лінійно поляризовані, і ці моди називаються LP-модами [51]:

У випадку, коли показник заломлення постійний всередині серцевини, права частина в рівнянні (1.15) зникає. У кругово-симетричних оптичних

волокнах рівняння електричного поля можна записати в циліндричній системі координат. У цьому випадку кожна мода ідентифікується певною міткою, і буде зручно використовувати пару позначок l та m , які пов'язані з азимутальною та радіальною модами відповідно. Якщо розглянути розв'язки рівняння (1.15) у цьому випадку, ми можемо зробити висновок, що оптичне волокно, незважаючи на свою суворо циліндричну симетричну природу, не містить розв'язків, що нагадують ОВ [31]. Це пов'язано зі скалярним наближенням, яке нехтує градієнтами показника заломлення. Таким чином, для отримання точних розв'язків потрібно використовувати повновекторне хвильове рівняння (1.15). Розподіл інтенсивності, а також поведінка перших кількох мод як функції $n_{eff} = \lambda\beta/2\pi$ показані на рис. 1.4А.

Довільне електромагнітне поле всередині круглого волокна може представляти комбінацію циліндричних векторних мод: TE_{lm} , TM_{lm} , HE_{lm} та EH_{lm} . На рис. 1.4В показано відповідні розподіли інтенсивності мод як функцію n_{eff} для повного векторного розв'язку волокна зі ступенчастим індексом. Відразу видно, що хоча їхні профілі інтенсивності нагадують вихори у вільному просторі, справжні моди оптичного волокна мають більш складні виродження (майже або точно таку ж сталу поширення), як показано на рис. 1.4(С–Е). Зокрема, для азимутально симетричних мод LP_{0m} у скалярному наближенні та HE_{1m} у векторних розв'язках існують двократні виродження, що пояснюють дві ортогональні орієнтації поляризації (рис. 1.4С). Ці моди рівномірно поляризовані та не несуть жодної ОКМ, а їх виродження виникає через два дозволені стани поляризації.

Ці два стани є або горизонтальними, вертикальними, або їх лінійними комбінаціями, як показано на цьому рисунку, або, що еквівалентно, лівими або правими круговими (або їх лінійними комбінаціями - еліптичними). Іншими словами, ці моди не є придатними кандидатами для побудови вихрового променя в оптичному волокні. Загалом, моди з майже однаковими n_{eff} також мають однакові групові швидкості та утворюють одну групу мод, тому вони

можуть генерувати ОВ. Таким чином, перше правило вибору відповідних кандидатів для цього пов'язане з виродженням. У цьому контексті група мод на рис. 1.4А LP_{lm} є скалярним представленням 4 векторних мод – $TE_{0m}, HE_{2m}^{even}, HE_{2m}^{odd}$ та TM_{0m} , а всі інші групи мод LP_{lm} включають дійсні комбінації мод HE та EH .

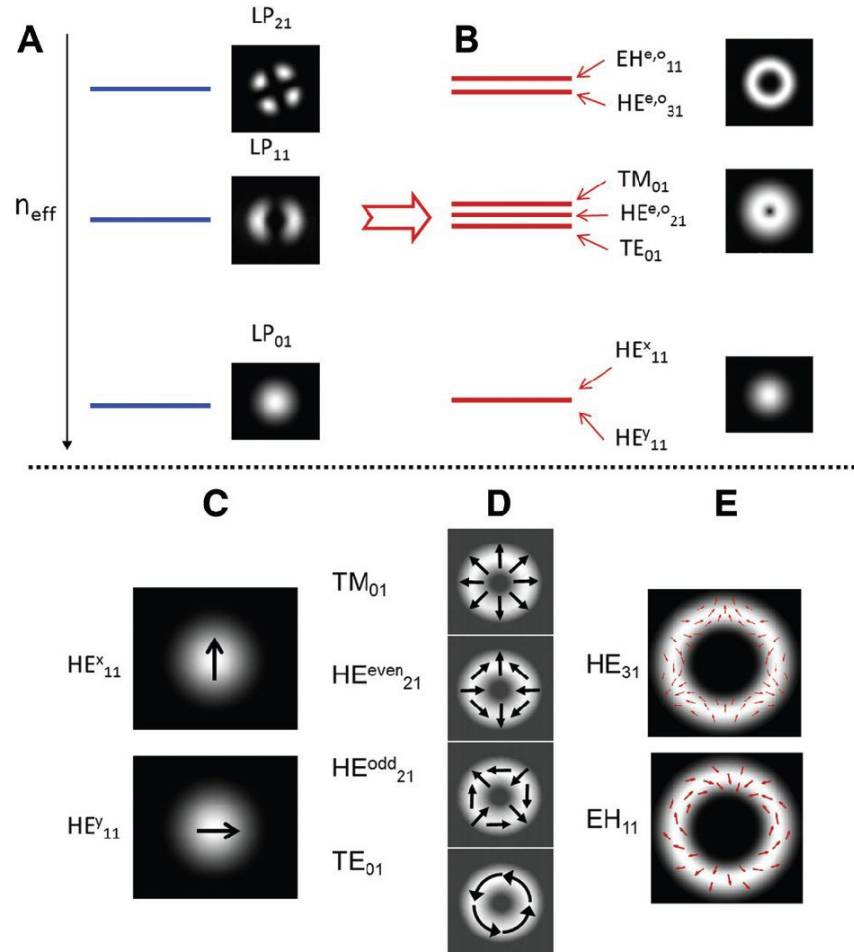


Рисунок 1.4 – Моді волокна зі ступінчастим профілем коефіцієнта заломлення у скалярному наближенні (А) та повних векторних розв'язках (В, С, D та Е). (рисунок з [31])

На рис. 1.4 показано, що парні та непарні моди є ідеально виродженими. Таким чином, суперпозиція парних та непарних мод утворює моду ОКМ [30,31] як

$$OAM_{\pm(l-1)m}^{\pm} = HE_{lm}^{even} \mp iHE_{lm}^{odd}, \quad (1.16)$$

$$OAM_{\pm(l-1)m}^{\mp} = EH_{lm}^{even} \mp iEH_{lm}^{odd}, \quad (1.17)$$

де верхні індекси « $\pm$ » відповідають лівій та правій круговій поляризації відповідно. Використовуючи вирази для мод в оптичному волокні [50] у рівняннях (1.16) та (1.17), розподіл поля в оптичному вихорі задається

$$OAM_{\pm(l-1)m}^{\pm} = \hat{\sigma}^{\mp} e^{\mp(l-1)\vartheta} F_{(l-1)m}(r), \quad (1.18)$$

$$OAM_{\pm(l-1)m}^{\pm} = \hat{\sigma}^{\mp} e^{\mp(l-1)\vartheta} F_{(l-1)m}(r), \quad (1.19)$$

де $\hat{\sigma}^{\pm} = (\hat{x} \pm i\hat{y})$ представляють лівосторонню або правосторонню кругову поляризацію, $F_{lm}(r)$ - радіальна залежність профілю поля.

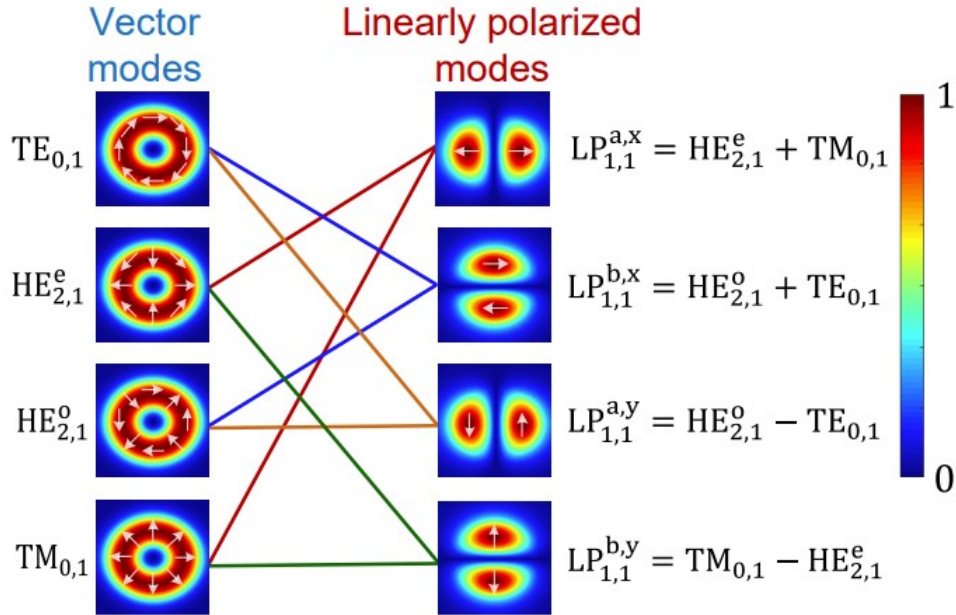


Рис. 1.5 – У лівому стовпці показано вхідні векторні моди, а в правому стовпці – результуючі вихідні моди. Стрілки показують поляризацію електричного поля. Конкретні лінійні комбінації пар мод у лівому стовпці, що призводять до різноманітних мод LP, показані кольоровими лініями. (рисунок з [30])

Розглянемо $l = 1$ моди, які у волокнах однозначно відрізняються від усіх інших мод. Як видно з рис. 1.4(В), моду LP_{11} можна побудувати шляхом комбінування майже вироджених векторних мод TE_{01} , $HE_{21}^{e,o}$ та TM_{01} , з майже однаковим ефективним показником заломлення n_{eff} . Різниця між n_{eff} є досить

малою, щоб випадкове фазове узгодження між цими майже виродженими модами можна було спостерігати експериментально. Іншими словами, Δn_{eff} має бути більшою ніж 10^{-5} , щоб підтримувати стан поляризації [30]. Суперпозиція майже вироджених векторних мод може утворювати інші моди. Як показано на рис. 1.5, завдяки сильному зв'язку мод, картини інтенсивності мод можна спостерігати на вихідному кінці волокна, навіть якщо вхідні сигнали є справжніми векторними модами.

Таким чином, LP-моди є придатними кандидатами для формування станів ОКМ. Дотримуючись методу формування таких мод, пучки ОКМ, утворені комбінацією мод TE_{0m} та TM_{0m} , можна представити як

$$OAM_{\pm 1m}^{\mp} = TM_{0m} \mp iTE_{0m} = \hat{\sigma}^{\pm} e^{\mp i\vartheta} F_{1m}(r). \quad (1.20)$$

Однак, пучки ОКМ, створені суперпозицією мод TE_{0m} та TM_{0m} , не є стабільними у волокні, оскільки ці моди невироджені (різні n_{eff} значення), тому вони відомі як нестабільні оптичні вихори. Але можливо побудувати стійкі пучки ОКМ зі скалярних мод. Крім того, скалярні моди стабільні, їхній зовнішній вигляд сильно нагадує ОВ. Для пучка ОКМ, утвореного зв'язком скалярних мод, відповідне співвідношення має вигляд:

$$\begin{pmatrix} \hat{x}L_{\pm lm} \\ \hat{y}L_{\pm lm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} LP_{lm}^{a,x} \pm iLP_{lm}^{b,x} \\ LP_{lm}^{a,y} \pm iLP_{lm}^{b,y} \end{pmatrix} = F_{lm} \begin{pmatrix} \hat{x}e^{\pm il\vartheta} \\ \hat{y}e^{\pm il\vartheta} \end{pmatrix}, \quad (1.21)$$

де $l > 1$. Значення «а» та «b» у індексах можна зрозуміти з рис. 1.5. У цей час спіновий кутовий момент згенерованого ОАМ дорівнює 0, а промінь демонструє лінійну поляризацію.

Для променів ОКМ з різними станами поляризації їх їх можна ідентифікувати після проходження променя через певний поляризатор. Лінійно поляризований ОКМ може проходити через поляризатор лише в тому ж напрямку, що й вектор поляризації світла. Однак, коли циркулярно поляризований ОКМ проходить через хвильову пластину, він може проходити

через будь-який кут поляризації завдяки електромагнітному полю під будь-яким кутом поляризації, і розподіл інтенсивності пропущеного світла все ще круговий. Коли циркулярно поляризований ОКМ проходить через чвертьхвильову пластину, він перетворюється на лінійну поляризаційну моду, а коли він проходить через поляризатор, ортогональний до напрямку поляризації світла, промінь не може пройти через нього. Варто зазначити, що ці два типи ОКМ утворюються шляхом змішування після генерації різниці фаз $\pi/2$ між відповідними векторними модами або між скалярними модами. Це також вимагає, щоб система могла генерувати та забезпечувати відповідну різницю фаз для формування та підтримки ОКМ.

Таким чином, розглянуті властивості та динаміка оптичних вихрових пучків в оптоволокнах підкреслюють важливість контрольованого формування та стабілізації ОКМ. Це безпосередньо приводить до необхідності аналізу методів їх генерації та подальшого детектування, що буде розглянуто в розділі 1.4.

1.4. Методи генерації вихрових пучків та виявлення їх ОКМ

Зростання інтересу до практичного використання оптичних вихрових пучків зумовлює необхідність систематичного аналізу сучасних методів їх формування, контролю, детектування та ідентифікації. Генерація пучків з орбітальним кутовим моментом здійснюється як у вільному просторі за допомогою спеціалізованих просторових елементів, так і в оптичних волокнах із використанням пристроїв для збудження відповідних мод [45, 52].

1.4.1 Просторові методи генерації

ОКМ зазвичай генерується шляхом маніпулювання просторовою фазовою структурою електричного поля електромагнітної хвилі [53]. Для цього використовують просторовий пристрій зі спеціальною структурою поверхні, який накладає фазовий профіль на електричне поле плоскої світлової хвилі під час її проходження через пристрій. Внаслідок просторової варіації фази

сформований пучок має спіральну або гелікуподібну фазову структуру. Структуровану світлову хвилю також можна генерувати при взаємодії зовнішнього магнітного поля з хвилею на вуглецевих нанотрубках [54]. Коли магнітне поле прикладається до оптичного пристрою з магнітооптичного матеріалу, проходження світлової хвилі змінює показник заломлення та просторовий розподіл фази [55].

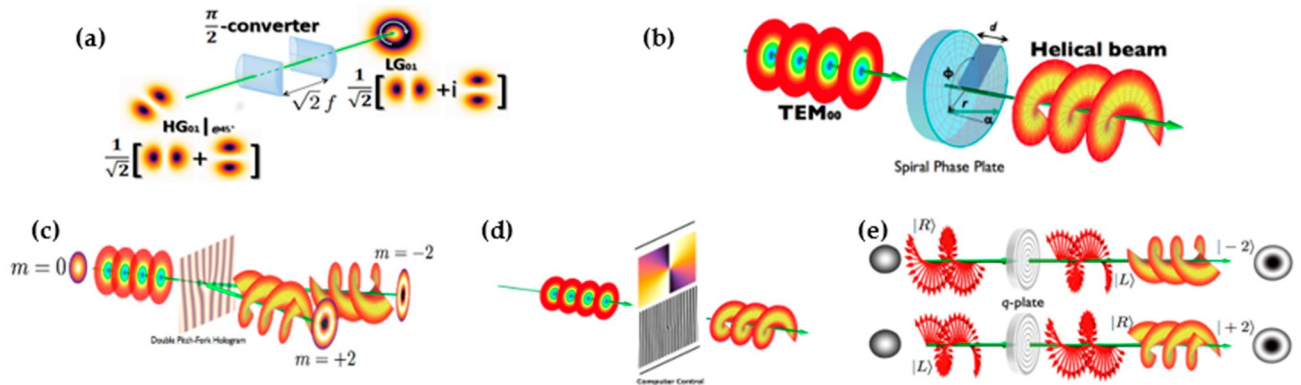


Рисунок 1.6. Приклади методів просторової генерації ОКМ: (а) циліндрична лінза для перетворення мод HG на моди LG з фазовою сингулярністю в центрі; (б) спіральна фазова пластина, що перетворює плоский гаусівський пучок на пучок з ОКМ; (в) фазовий голограм із вилкоподібною дифракційною ґраткою, число «вилко» визначає число ОКМ; (д) просторовий модулятор світла, що закручує падаючий пучок за допомогою молекул рідких кристалів; (е) Q-пластини – неоднорідні двовісні пристрої для перетворення гаусівських пучків на пучки з ОКМ

До методів просторової генерації відносять використання таких пристроїв, як циліндричні лінзи [56], спіральні фазові пластини [57], фазові голограми [58], просторові модулятори світла [59] та Q-пластини [60]. Відомо, що моди високого порядку Гермита–Гауса (HG) можуть перетворюватися на гелікуподібний пучок з азимутальною залежністю $\exp(-il\varphi)$, утворюючи фазову сингулярність або вихор у центрі [28]. Процес перетворення

виконується в різних оптичних матеріалах, відомих як конвертори мод , які показано на рисунку 1.6.[52].

При збільшенні відстані поширення або зменшенні довжини когерентності може утворюватися вихор протилежного знаку, що призводить до появи двох вихорів у просторі; проте це не змінює властивостей вихрового пучка, що робить його перспективним для оптичних комунікацій [61] .

Незважаючи на це, у просторовій області генерація пучків ОКМ на нанорівні є предметом значного інтересу для нанофотоніки [62] та мініатюризації оптичних пристроїв. Останні досягнення у створенні та детектуванні оптичних вихорів, а також їх застосування спостерігаються у фотонних інтегрованих схемах [63], мікрокільцевих резонаторах [64], метаматеріалах [65], плазмонних наноструктурах [66] та метаповерхнях [67], що забезпечують точний контроль фази, амплітуди та поляризації світла на нанорівні.

1.4.2 Волоконні методи генерації

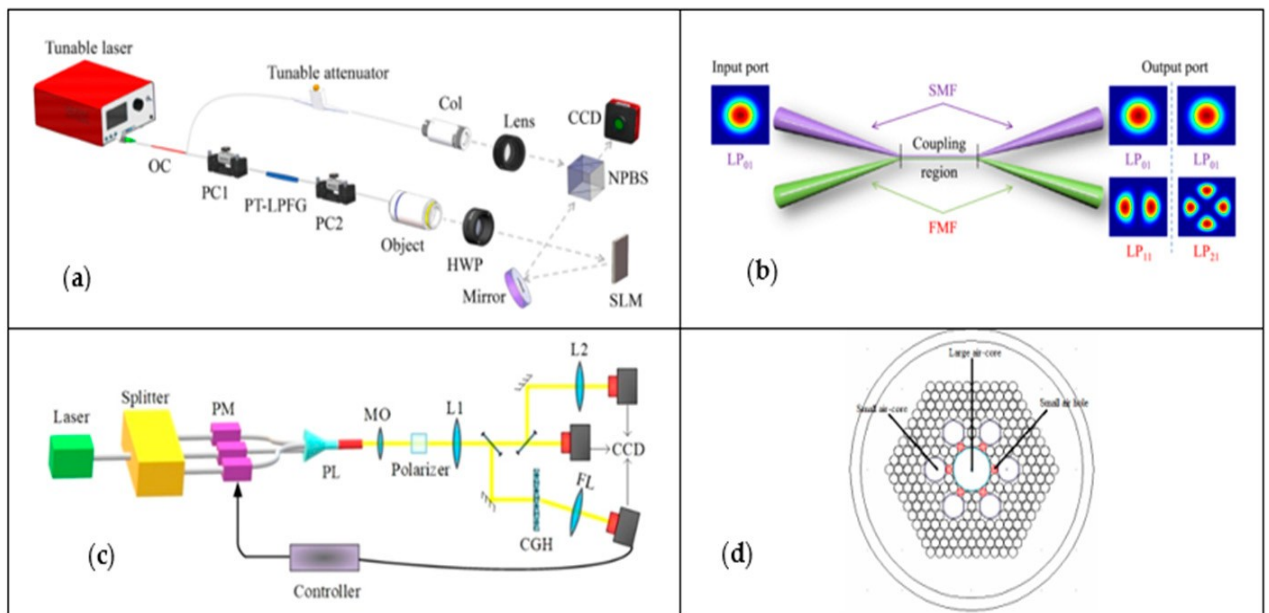
Другий метод генерації мод ОКМ відомий як метод генерації у волокнах. Він має низку переваг порівняно з просторовою генерацією, зокрема мініатюризацію, менші втрати в оптичному волокні, збільшену відстань передачі, вищу ефективність та зменшення впливу зовнішніх перешкод [30].

Для реалізації цього підходу використовуються різні конвертори, що забезпечують генерацію та детектування пучків. Волоконні ґратки з попередньо заданою закруткою (PT-LPFG) дозволяють формувати високопорядкові моди ОКМ і застосовуються у багатомодових волокнах (FMF) [68], при цьому в експериментальній схемі використовуються оптичний розгалужувач (OC), контролер поляризації (PC), половинна хвильова пластинка (HWP), просторовий модулятор світла (SLM), коліматор (Col) та неполяризуючий розгалужувач (NPBS) (рисунок 1.7 (а)). Модові селективні розгалужувачі забезпечують перехід із однохвильового волокна (SMF) у багатомодове з збереженням показника заломлення фундаментальної гаусівської моди [69] (рисунок 1.7 (b)).

Фотонні ліхтарі, що здійснюють поетапне поєднання і перетворення пучка у потрібну моду ОКМ, застосовуються в SMF [70] і включають фазові модулятори (PM), фотонний ліхтар (PL), комп'ютерно-генеровану голограму (CGH), мікроскопічні об'єктиви (MO), лінзи для формування зображення (L1, L2) та лінзу Фур'є (FL) (рисуюнок 1.7 (с)).

Мікроструктурні оптичні волокна або фотонні кристалічні волокна (PCF) використовуються для ефективної передачі пучків ОКМ [71] (рисуюнок 1.7 (d))

Звичайні оптичні волокна не здатні передавати пучки з ОКМ; тому необхідно створювати спеціалізовані волокна, які підтримують передачу мод ОКМ. Для роботи таких волокон використовуються конвертори, перелік яких наведено нижче та показано на експериментальних схемах на рисунку 1.7.



Рисуюнок 1.7. Основні експериментальні схеми генерації ОКМ у волокнах: (а) волоконна ґратка з попередньо заданою закруткою (PT-LPFG); (b) модові селективні розгалужувачі для переходу із SMF у FMF; (с) фотонні ліхтарі з фазовими модуляторами (PM), комп'ютерно-генерованою голограмою (CGH), лінзами для формування зображення (L1, L2) та лінзою Фур'є (FL); (d) фотонне кристалічне волокно.

1.4.3 Детектування ОКМ вихрових пучків

Після генерації пучків ОКМ наступним важливим етапом є їх детектування та визначення мод, оскільки точне знання топологічного заряду та кількості мод є ключовим для практичних застосувань у волоконних системах зв'язку, фотонних інтегрованих пристроях та квантових технологіях.

Нарівні з генерацією пучків ОКМ, не менш важливим є визначення топологічного заряду l або моди ОКМ гелікоїдального/вихрового пучка. Це можна здійснити шляхом аналізу інтерференційної картини між пучком та опорним пучком [72], а для мод високого порядку застосовується інтерферометр Маха–Цендера [73,74]. ОКМ окремого фотона також можна виміряти за допомогою системи комп'ютерно-генерованої голограми [75]; розрив «вилки» голограми створює азимутальну фазову залежність $\exp(-il\varphi)$ на падаючому пучку, надаючи йому гелікоїдальну фазову фронту. Для перетворення закрученого пучка назад у площинну хвилю використовується зворотна голограма, яка фокусує пучок через пінхол, після чого він детектується як пучок із площинним фазовим фронтом.

Також застосовуються SLM-кільцеві ґратки, за допомогою яких кількість темних смуг і напрям дифракційних картин дозволяють визначати величину та знак топологічного заряду [76].

Вимірювання стану ОКМ можуть виконуватися як теоретично, так і експериментально, причому обидва підходи тісно взаємодіють [77]. Теоретичні методи включають математичні моделі та симуляції, що дозволяють зрозуміти принципи формування ОКМ, прогнозувати характеристики пучка та оптимізувати параметри його генерації. Експериментальні методи передбачають практичне формування пучків із необхідною просторовою фазовою структурою за допомогою оптичних компонентів, описаних у попередньому розділі, для створення бажаних мод ОКМ.

1.4 Висновки до розділу 1

Підсумовуючи розділи 1.1–1.4, слід зазначити, що фундаментальним

обмеженням оптичних систем є дифракційне обмеження, яке визначає межі просторової роздільної здатності через хвильову природу світла, апертуру об'єктива та характеристики хвильового фронту. Сучасні методи надроздільної мікроскопії, такі як STED, SMLM/PALM/STORM та SIM, разом із використанням нелінійних ефектів і структурованого світла, дозволяють формувати субдифракційні фокуси, концентрувати енергію світла та підвищувати точність локалізації на нанометровому масштабі. Оптичні вихрові пучки (ОКМ) є ключовим класом структурованого світла, що характеризується фазовою сингулярністю, топологічним зарядом та орбітальним і спіновим кутовими моментами. Вони дозволяють формувати темнові центри та складні просторові структури, забезпечуючи вибіркове перенесення енергії. Серед пучків особливе значення мають Лагерра–Гауссові (LG) з аналітичною простотою, Бесселя–Гауссові (BG) з властивістю самовідновлення та пучки ідеального оптичного вихра (POV), що зберігають радіус кільця незалежно від топологічного заряду, підвищуючи ефективність нелінійних процесів і методів STED.

Волокна з кільцевою серцевиною та фотонно-кристалічні структури забезпечують стабільну передачу на великі відстані. Генерація пучків здійснюється просторовими методами (спіральні фазові пластини, фазові голограми, просторові модулятори, циліндричні лінзи, Q-пластини) та волоконними пристроями (конвертори мод, спеціалізовані багатомодові волокна, PT-LPFG ґратки), а детектування ОКМ виконується через інтерференційні та голографічні системи, що формує міцну базу для розвитку високоточних оптичних і волоконних технологій.

РОЗДІЛ 2. СТРУКТУРОВАНІ ОПТИЧНІ ПОЛЯ У ВОЛОКНАХ: МОДОВА СТРУКТУРА, ОПТИЧНІ ВИХОРИ ТА СУПЕРСИМЕТРИЧНА СЕЛЕКЦІЯ МОД

У цьому розділі розглядаються теоретичні та експериментальні підходи до генерації оптичних вихрових пучків у волоконних системах та їх мультиплексування для підвищення пропускної здатності, зосереджуючи увагу на фізичних механізмах формування вихрових станів і умовах їх стабільного поширення. Аналізуються модові структури ступінчастих (step-index) і градієнтно-індексних (GRIN) волокон, хвильове рівняння та його редукція до рівняння Шредінгера, спектр напрямних мод, умови виникнення фазових сингулярностей, роль модового виродження та суперпозицій LP-мод у формуванні вихрових пучків з визначеним орбітальним кутовим моментом. Окремо висвітлюються суперсиметричні (SUSY) методи для селекції та контролю вихрових мод у GRIN-волоконнах, методи їх збудження, стійкість до міжмодових взаємодій і зовнішніх збурень, а також вплив профілю показника заломлення на ефективність формування та підтримки вихрових станів світла у різних типах волокон.

2.1.1 Редукція хвильового рівняння до рівняння Шредінгера в оптичному волокні

Переходячи до конкретного математичного опису, зазвичай нехтують поляризаційними властивостями поля (дивиться рівняння (1.4)) та векторною природою електромагнітної хвилі. За таких припущень розподіл електричного поля в поперечному перерізі оптичного волокна може бути описаний скалярним хвильовим рівнянням

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 n^2(\mathbf{r})^2 \right) E(\mathbf{r}, z) = 0, \quad (2.1)$$

де $n(\mathbf{r})$ – показник заломлення. Нагадаємо, що наразі використовуються

позначення розділу 1. Таким чином, $\mathbf{r} = x\hat{\mathbf{x}} + y\hat{\mathbf{y}}$, а z – координата вздовж осі волокна, $k = \omega/c$ — хвильове число у вакуумі.

Розглядаючи циліндричну геометрію осесиметричного оптичного волокна та використовуючи циліндричні координати (r, φ, z) шукаємо розв’язки у вигляді розділених змінних

$$E(\mathbf{r}, z) = R(r)e^{i\ell\varphi}e^{i\beta z}, \quad (2.2)$$

де $R(r)$ – радіальна частина поля, ℓ — азимутальне модове число (ціле), а β — стала поширення, ω – кругова частота випромінювання.

Підстановка виразу (2.2) у хвильове рівняння (2.1) та введення безрозмірної змінної $y = r/\rho$, де ρ – радіус волокна, дозволяють звести задачу до рівняння для радіальної функції

$$-\frac{d^2 R}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{dR}{dy} + \left(\rho^2 n^2 k^2 - \beta^2 - \frac{\ell^2}{y^2} \right) R = 0, \quad (2.3)$$

Отримане рівняння за своєю структурою є формально еквівалентним рівнянню Шредінгера. Ця аналогія з рівнянням Шредінгера не є самоціллю, а слугує зручним інструментом, що дозволяє використати напрацьовані методи квантової механіки для аналізу хвильових процесів в оптичних волокнах [79]. Для прив’язки цього рівняння до конкретної геометрії волокна доцільно, слідом за [78], подати квадрат показника заломлення у вигляді

$$n^2(y) = n_0^2[1 - 2\Delta f(y)], \quad \Delta = \frac{n_0^2 - n_{cl}^2}{2n_0^2}, \quad (2.4)$$

де n_0 — максимальний показник заломлення в серцевині, n_{cl} — показник заломлення оболонки, а функція $f(y)$ описує ефективну потенціальну яму та задовольняє умови $f(0) = 0$ і $f(y > 1) = 1$.

Далі вводяться стандартні безрозмірні параметри: хвилевідний параметр

$$V = \rho k n_0 \sqrt{2\Delta}, \quad (2.5)$$

та нормалізована стала поширення

$$U = \rho \sqrt{k^2 n_0^2 - \beta^2}. \quad (2.6)$$

У цих позначеннях рівняння (2.3) набуває вигляду

$$-\frac{d^2 R}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{dR}{dy} + \left(V^2 f(y) - U^2 - \frac{\ell^2}{y^2} \right) R = 0. \quad (2.7)$$

Рівняння (2.7) є аналогом одномірного рівняння Шредінгера з ефективним потенціалом, який, окрім профілю показника заломлення, містить додатковий член ℓ^2/y^2 , зумовлений циліндричною симетрією волокна. Цей доданок є прямим аналогом «відцентрового потенціалу» у квантовій механіці [79]. Величина U^2 відіграє роль енергії, значення якої визначає сталу поширення β .

Аналогія з рівнянням Шредінгера стає більш наочною, якщо переписати рівняння (2.7) у стандартному вигляді одномірного рівняння Шредінгера для частинки, що рухається на півосі у зовнішньому потенціалі

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dy^2} + \frac{1}{2} f_{eff}(y) \psi &= \frac{U^2}{2} \psi, \\ f_{eff}(y) &= V^2 f(y) + \frac{(l^2 - 1/4)}{y^2} \end{aligned} \quad (2.8)$$

де радіальна функція представлена у більш зручному вигляді $\psi = r^{1/2} R(r)$. Таким чином, задача аналізу та поширення мод у круглому оптичному волокні зводиться до визначення власних функцій та власних значень оператора Гамільтона, що стоїть у лівій частині рівняння (2.7), $H\psi = E\psi$, де потенціал $f_{eff}(y)$ визначається формою радіального профілю показника заломлення волокна. У цьому формулюванні власні значення $E = U^2/2$ відповідають нормованим сталим поширення, а власні функції ψ описують форму мод у поперечному перерізі волокна.

2.1.2 Ступінчасті волокна: модова структура та особливості розповсюдження

Найпростішою та водночас фундаментальною моделлю оптичного волокна є ступінчасте волокно з постійним показником заломлення в серцевині та різкою зміною на межі з оболонкою, яке, незважаючи на простоту профілю, демонструє багату модову структуру, що робить його зручним для аналізу базових властивостей напрямного поширення світла; у скалярному наближенні задача визначення мод допускає аналітичний розв'язок, що дозволяє встановити зв'язок між параметрами волокна, сталими поширення та просторовою структурою мод, класифікованих за радіальним та азимутальним квантовими числами та залежних від хвильового параметра V , а аналіз ступінчастих волокон є важливим для подальшого вивчення складніших профілів, зокрема GRIN-волокон, де вперше проявляються ефекти модового виродження та формування мод з орбітальним кутовим моментом, що принципово важливо для дослідження вихрових станів і їх суперпозицій, спектра напрямних мод, умов їх існування та особливостей розповсюдження.

Для стандартного ступінчастого оптичного волокна профіль показника заломлення (refractive index profile, RIP) складається із серцевини з показником заломлення $n_0 = 1.448$, який є дещо більшим за показник заломлення оболонки $n_{cl} = 1.444$, що її оточує. Серцевина та оболонка разом утворюють скляне волокно; для більшості телекомунікаційних волокон їхній загальний діаметр становить приблизно 125 μm .

Для такого волокна відносна різниця показників заломлення становить приблизно $\Delta \approx 0.0028$, що є малим параметром і дозволяє віднести це волокно до класу слабконаправляючих (weakly guiding) оптичних волокон.

Зазначені значення показників заломлення є типовими для комерційних одномодових телекомунікаційних волокон класу SMF-28, у яких оболонка виготовляється з чистого діоксиду кремнію (аморфного SiO_2), тоді як серцевина формується на основі SiO_2 , легованого домішками GeO_2 з метою підвищення її

показника заломлення відносно оболонки. На відміну від цього, у сучасних протяжних підводних волоконно-оптичних кабелях для далекомагістрального зв'язку часто застосовують технологію флуорного легування оболонки, що забезпечує зниження її показника заломлення відносно серцевини з чистого SiO_2 . Такий підхід приводить до незначного зменшення коефіцієнта загасання у серцевині з чистого кремнезему порівняно з варіантом із легованою серцевиною та має суттєві економічні переваги для підводних ліній зв'язку протяжністю у декілька тисяч кілометрів.

Для мод, локалізованих у серцевині волокна, в загальному випадку всі три векторні компоненти електричного поля (E_x, E_y, E_z) є ненульовими, а точні розв'язки повної системи рівнянь Максвелла мають складний і громіздкий вигляд. У роботі Глоге [51] було побудовано набір наближених розв'язків, призначених для інженерних застосувань, точність яких визначається величиною різниці показників заломлення серцевини та оболонки. У межах цього наближення поперечне електричне поле виявляється зосередженим майже повністю в одній з компонент – E_x або E_y . Саме в цьому наближенні подальший опис поширення світла в оптичному волокні здійснюється на основі скалярного хвильового рівняння (2.1).

Далі розглянемо розв'язок скалярного хвильового рівняння (2.7) для радіальної частини поля. Для області серцевини $f(y < 1) = 0$, розв'язок цього рівняння має вигляд функції Бесселя першого роду:

$$R_{core} = A J_{\ell}(Uy), \quad (2.9)$$

де A – константа, а J_{ℓ} – функція Бесселя порядку ℓ . Для області оболонки $f(y > 1) = 1$, де поле є затухаючим, розв'язком є модифікована функція Бесселя другого роду :

$$R_{clad} = B K_{\ell}(Wy), \quad (2.10)$$

де B – константа, а K_{ℓ} – модифікована функція Бесселя другого роду порядку

ℓ , а $W^2 = U^2 - V^2$, як це слідує з (2.7). Застосовуючи граничні умови неперервності радіальної функції та її похідної на межі, отримуємо систему рівнянь, що задає дисперсійне співвідношення для сталої поширення та параметрів мод

$$\frac{U J_{\ell+1}(U)}{J_{\ell}(U)} = -\frac{W K_{\ell+1}(W)}{K_{\ell}(W)}, \quad (2.11)$$

Розв'язки цього рівняння утворюють дискретний набір пар $U_{\ell m}, W_{\ell m}$, де ℓ – азимутальний порядок моди, а m – радіальний індекс, що нумерує корені по зростанню. Значення $U_{\ell m}$ розташовані між послідовними нулями функції Бесселя першого роду $J_{\ell}(U)$, оскільки радіальна функція у серцевині має бути скінченною та не містити сингулярностей. Параметр $W_{\ell m}$, що визначає просторову затухаючу структуру моди в оболонці, завжди додатний і забезпечує експоненціальне затухання поля за межами серцевини, оскільки модифікована функція Бесселя другого роду $K_{\ell}(W)$ є монотонно спадаючою функцією при $W > 0$. Фізично це означає, що кожна пара $U_{\ell m}, W_{\ell m}$ відповідає стійкій власній моді волокна з певним радіальним та азимутальним розподілом поля. Моди з меншими значеннями m мають більш сильну локалізацію в серцевині, тоді як збільшення m відповідає більш розширеним модам із слабшим затуханням в оболонці.

Особливо важливим є параметр V , адже для одномодових волокон він має бути меншим за приблизно 2.405 — перший нуль функції $J_0(U)$. За цього умови існує лише одна стійка мода LP_{01} , що забезпечує одномодовий режим поширення світла.

Для наочнішого розуміння просторової структури власних LP-мод наведено поперечні розподіли електричного поля кількох нижчих за порядком мод у серцевині ступінчастого волокна (рисунок 2.1).

Ці моди представляють собою набір простих за формою та фізично інтуїтивно зрозумілих розподілів поля, які формують основу для аналізу

поширення світла в слабконаправляючих волокнах. Зокрема, азимутальні структури мод із ненульовим ℓ відповідають хвильовим фронтам із фазовим градієнтом по кутах – що є ключовою ознакою оптичних вихрів (мод із орбітальним кутом моменту). Тому LP-моди з високим азимутальним порядком ℓ широко використовуються як базисні стани для генерації, аналізу та маніпулювання оптичними вихрами в оптичних волокнах, що має велике значення для таких напрямків, як оптичне кодування, мультиплексування та квантова комунікація

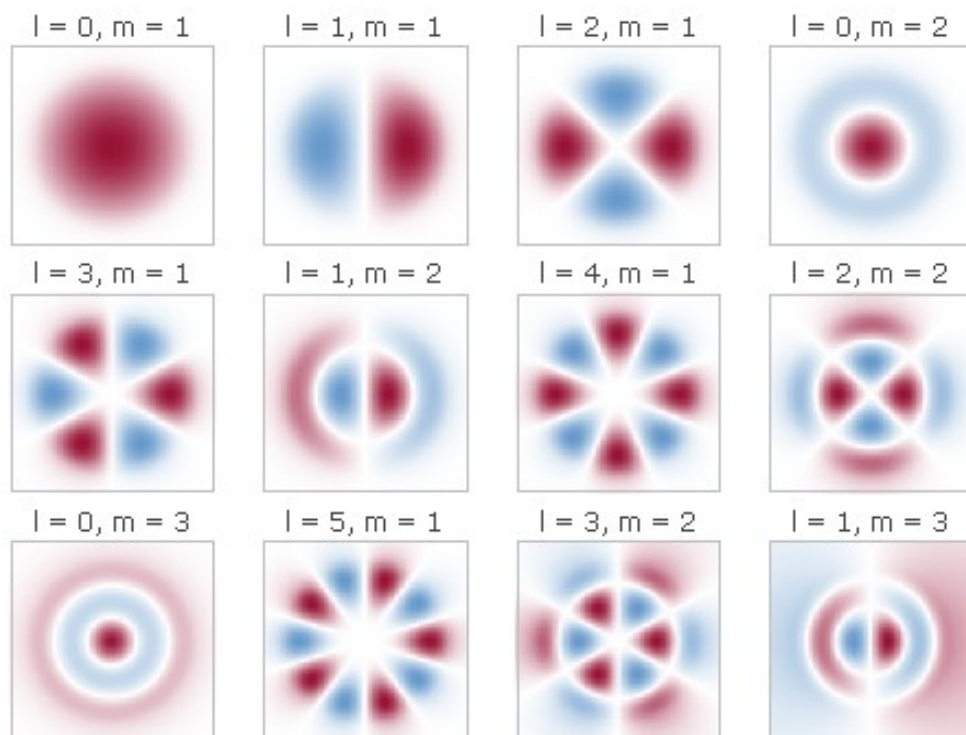


Рисунок 2.1. Поперечні розподіли поля для кількох нижчих за порядком власних LP-мод в серцевині step-index волокна. Червоним та синім кольорами позначено області поля з протилежними фазами (різниця фази $\pi/2$), що відповідає знаку амплітуди електричного поля.

Наступним кроком є дослідження властивостей оптичних мод у волокнах зі параболічним профілем показника заломлення, що широко застосовуються у GRIN-волокнах і мають свої характерні спектри скалярних мод. Ці питання розглядаються в підрозділі 2.1.3.

2.1.3 Параболічний профіль показника заломлення та спектр скалярних мод у GRIN-волокнах

Гradientно-індексні оптичні волокна з параболічним профілем показника заломлення поєднують аналітичну розв'язуваність із високим ступенем модової виродженості, причому в слабконаправлюваному наближенні їхні модові властивості ефективно описуються лінійно поляризованим формалізмом, що спрощує характеристичні рівняння та дозволяє наочно представити спектр направляваних мод; векторні моди типу HE, EH, TE та TM формують майже вироджені групи, які з високою точністю можуть бути описані скалярним хвильовим рівнянням, а для стандартних багатомодових GRIN-волокон з параболічним профілем показника заломлення вихрові ОКМ-моди є власними розв'язками скалярного рівняння з азимутальною фазовою залежністю, при цьому параболічний профіль забезпечує їх високу виродженість і стабільність. Таким чином, поєднання класичного лінійно поляризованого опису мод параболічно-індексних волокон [80] та сучасного аналізу вихрових мод у GRIN-структурах [81] створює послідовну теоретичну основу для дослідження спектра скалярних мод. У цьому підрозділі розглядається аналіз розв'язків скалярного хвильового рівняння (2.7) для параболічного профілю показника заломлення $f(y) = y^2$ з акцентом на структуру та спектральні властивості вихрових мод.

Параболічний профіль показника заломлення в gradientному оптичному волокні (GRIN-волокні) приводить до хвильового рівняння, яке є математично еквівалентним рівнянню двовимірного ізотропного квантового гармонічного осцилятора [79]. Оскільки Рівняння (2.8), яке представлене у формі $H\psi = E\psi$, має дискретний набір власних функцій ψ_{lm} та власних значень E_{lm} , які визначають модовий спектр параболічного волокна [50]. Власні функції, за допомогою більш зручних змінних $x = V^{1/2}y$, мають вигляд

$$\psi_{lm} = Nx^{|l|+\frac{1}{2}}e^{-\frac{x^2}{2}}L_m^{|l|}(x^2), \quad (2.12)$$

де $L_m^{(l)}(x^2)$ – приєднаний поліном Лагерра, N – нормувальний коефіцієнт.

Відповідні власні значення визначаються співвідношенням

$$E_{lm} = \frac{U_{lm}^2}{2V} = 2m + |l| + 1, \quad (2.13)$$

де $U_{lm} = \rho \sqrt{k^2 n_0^2 - \beta_{lm}^2}$, як випливає з рівняння (2.6).

У слабконапрямних оптичних волокнах, ($\Delta \ll 1$), зі параболічним профілем показника заломлення стала поширення β_{lm} , виходячи з означення параметра V та з урахуванням формули (2.6), має вигляд

$$\beta_{lm} \cong kn_0 \left(1 - 2\Delta \frac{2m + |l| + 1}{V} \right). \quad (2.14)$$

Таким чином, у волокні з параболічним профілем показника заломлення сталі поширення мод утворюють рівновіддалену послідовність власних станів, що є прямим наслідком спектра рівняння (2.8). Кожен модовий стан характеризується двома квантовими числами l та m . Водночас, стала поширення β_{lm} залежить лише від комбінації $N = 2m + |l| + 1$. Оскільки одне й те саме значення $N = 2m + |l| + 1$ може реалізовуватися різними парами квантових чисел (l, m) , відповідні моди є виродженими. Це означає, що кілька лінійно незалежних мод мають однакову сталу поширення.

Наявність виродження дозволяє формувати стійкі суперпозиції мод, оскільки всі складові такої суперпозиції поширюються з однаковою фазовою швидкістю. Проте про фізичне існування таких структур можна говорити лише за умови, що фаза суперпозиції є пропорційною координаті поширення z .

У слабконапрямних волокнах зі ступінчастим профілем показника заломлення, згідно з розділом 1.3.3, комбінації квантових чисел (l, m) та $(l + 2, m)$ об'єднуються в один LP-мод (дивиться рисунок 1.5). Натомість у волокнах з параболічним профілем показника заломлення необхідно спеціально добирати значення (l, m) , які задовольняють умову однаковості параметра N ,

що принципово відрізняє механізм формування модових структур у GRIN-волокнах. Наприклад, на відміну від ступінчастого волокна, слід очікувати поєднання пар (l, m) та $(l + 2, m - 1)$.

Профіль показника заломлення серцевини характеризується максимальним значенням на осі волокна та монотонним зменшенням у радіальному напрямку до межі серцевини. Для кварцових GRIN-волокон, легованих оксидами германію, типовим є значення показника заломлення на осі $n_0 = 1.45$, тоді як відносна різниця показників заломлення серцевини та оболонки зазвичай лежить у межах 0.005–0.020. У подальших розрахунках використовується значення $\Delta = 0.1342$, що відповідає реальним багатомодовим волокнам телекомунікаційного класу.

Радіус серцевини реальних GRIN-волокон зазвичай становить 25–31 μm , що відповідає стандартним геометріям типу 50/125 та 62.5/125. У даній роботі розглядається волокно з радіусом серцевини $\rho = 25 \mu\text{m}$, що забезпечує достатню кількість мод для аналізу модового виродження та формування стійких суперпозицій мод. Довжина хвилі випромінювання обирається в телекомунікаційному діапазоні і становить $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

Реальні GRIN-волокна часто описуються узагальненим степеневим профілем показника заломлення з параметром α ($f(y) = y^\alpha$), який для практично параболічного профілю наближається до значення $\alpha = 2$.

Таким чином, обраний набір параметрів адекватно відображає властивості реальних GRIN-волокон і є коректним для подальшого дослідження модової структури, виродження власних станів і формування стійких модових суперпозицій

Для генерації оптичних вихрів у GRIN-волокні з параболічним профілем показника заломлення доцільно використовувати суперпозиції скалярних мод, які належать до однієї модової групи за параметром N або до близьких груп із майже однаковими сталими поширення. Такі моди мають близькі значення постійних β , що забезпечує стійку фазову структуру суперпозиції вздовж

волокна. Наприклад, суперпозиція мод $(l=3, m=1)$ та $(l=1, m=2)$, які показано на рисунку 2.2, створює обертальну фазову структуру, яка відповідає вихровому полю з ефективним орбітальним моментом імпульсу, що визначається комбінацією mm -чисел обох мод.

Є й інші можливі пари є (l, m) та $(l+2, m-1)$, які також формують стабільні вихори із заданим топологічним зарядом. У випадку майже вироджених мод суперпозиція зберігає свою форму вздовж волокна, а обертальна фазова структура визначається різницею m -чисел, формуючи оптичний вихор із заданим орбітальним моментом імпульсу.

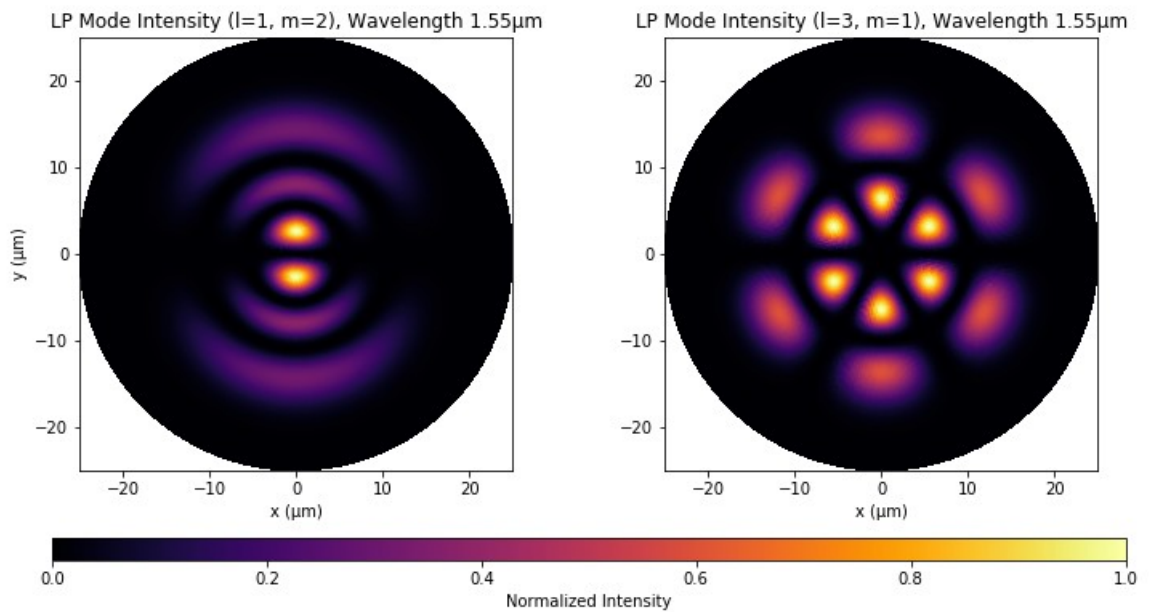


Рисунок 2.2. Розподіли нормалізованої інтенсивності двох вироджених LP-мод у багатомодовому кварцовому GRIN-волокні з радіусом серцевини $25 \mu\text{m}$ при довжині хвилі випромінювання $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

Для забезпечення стабільності вихрового поля необхідно дотримуватися фазового та амплітудного узгодження мод, а також обирати моди з однієї або сусідніх модових груп із відповідними значеннями параметра N , що дозволяє формувати стійку обертальну фазову структуру вздовж волокна; параболічно-індексні GRIN-волокна забезпечують високу модову виродженість, аналітичну розв'язуваність та можливість стабільних суперпозицій вихрових станів із

заданим орбітальним кутовим моментом, проте навіть незначні відхилення профілю та зовнішні збурення ускладнюють селективне керування модами, що обумовлює необхідність застосування тонких теоретичних методів, зокрема суперсиметричних (SUSY) підходів для аналізу та ізоляції окремих мод і вивчення структури вироджених груп.

2.2. Суперсиметричні методи (SUSY) для аналізу та селекції мод у GRIN-волокнах

Вихровий стан у хвилеводі реалізується як суперпозиція власних мод із близькими або виродженими значеннями сталих поширення. Враховуючи формальну аналогію рівняння поширення з рівнянням Шредінгера, представлену в рівнянні (2.8), суперсиметричні методи є природним та ефективним інструментом для аналізу спектральних властивостей системи та селекції вироджених мод.

2.2.1 Суперсиметрія та ізоспектральність в оптиці

Суперсиметрія була вперше запропонована в контексті фізики високих енергій як фундаментальна симетрія між бозонними та ферміонними ступенями вільності. У рамках суперсиметричної квантової механіки (SUSY QM) ці ідеї були адаптовані до нерелятивістських квантових систем, зазвичай одновимірних, що дозволило застосувати формалізм суперсиметрії до широкого класу спектральних задач [83]. SUSY QM надає ефективний апарат для факторизації гамільтоніанів, побудови точно розв'язуваних потенціалів, а також аналізу властивостей власного спектра диференціальних операторів.

У межах SUSY QM гамільтоніан системи може бути представлений у вигляді пари взаємопов'язаних операторів, які утворюють так звані суперпартнерські гамільтоніани

$$H_{\pm}\psi_{\pm} = -\frac{1}{2}\frac{d^2\psi_{\pm}}{dx^2} + V_{\pm}(y)\psi_{\pm} = E\psi_{\pm}. \quad (2.15)$$

Для цього вводяться два диференціальні оператори першого порядку

$$A = W + \frac{d}{dy}, \quad A^+ = W - \frac{d}{dy}, \quad (2.16)$$

де $W(x)$ є суперпотенціалом, що повністю визначає структуру суперсиметричної пари. Тоді суперпартнерські гамільтоніани набувають вигляду

$$H_+ = \frac{1}{2} A^+ A = -\frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2} + V_+(y), \quad H_- = \frac{1}{2} A A^+ = -\frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2} + V_-(y), \quad (2.17)$$

що відповідає ефективним потенціалам

$$V_{\pm}(x) = \frac{1}{2} (W^2 \mp W'), \quad (2.18)$$

де штрих означає похідну за координатою x .

Ключовою властивістю суперпартнерських гамільтоніанів є їх ізоспектральність. Зокрема, якщо гамільтоніан H_+ має власні функції ψ_{+m} з відповідними власними значеннями E_m , тобто $H_+ \psi_{+m} = E_m \psi_{+m}$, то для $A \psi_{+m}$ виконується співвідношення

$$H_- (A \psi_{+m}) = \frac{1}{2} A A^+ (A \psi_{+m}) = A H_+ \psi_{+m} = E_m (A \psi_{+m}). \quad (2.19)$$

Таким чином, спектр H_+ збігається зі спектром H_- , за винятком, можливо, основного стану. Дійсно, для нульової енергії оператор $A \psi_{+0} = 0$, що означає відсутність відповідного власного стану у спектрі H_- . Отже, основний стан гамільтоніана H_+ є невідродженим, а всі збуджені рівні формують пари з однаковими власними значеннями енергії.

З формальної точки зору, дана ізоспектральність має принципове значення для оптики хвильоводів. Завдяки відомій аналогії між рівнянням Шредінгера та параболічним рівнянням поширення світла, суперсиметричний підхід дозволяє будувати ізоспектральні профілі показника заломлення, які мають однакові модальні спектри, але відрізняються просторовою структурою власних мод. Це відкриває можливості для керованої селекції, перетворення та

фільтрації мод у хвильових структурах, зокрема в градієнтно-індексних волокнах [84].

Разом із тим, принциповим є питання реалізації або порушення суперсиметрії в межах суперсиметричної квантової механіки, що визначається як вибором суперпотенціалу, так і областю визначення задачі та граничними умовами. Суперсиметрія вважається ненарушеною, якщо існує нормований власний стан з нульовою енергією, який аннігілюється оператором факторизації. Зокрема, для гамільтоніана H_+ він задовольняє рівнянню $A\psi_{+0}(x) = 0$, розв'язок якого має вигляд

$$\psi_{+0}(x) \propto \exp\left(-\int^x W(x')dx'\right), \quad (2.20)$$

Якщо ця хвильова функція є нормовною на області визначення, то $E_{+0} = 0$, і суперсиметрія реалізується на рівні основного стану. У цьому випадку основний стан гамільтоніана H_+ не має суперпартнера, тоді як усі збуджені рівні формують попарно вироджений спектр: $E_{+m} = E_{-m}$.

У випадку порушеної суперсиметрії нормований нульовий стан відсутній. Це означає, що розв'язки рівнянь $A\psi_{+0}(x) = 0$, $A^+\psi_{-0}(x) = 0$ є ненормовними або не задовольняють граничних умов задачі. У результаті мінімальні власні значення енергії для обох суперпартнерських гамільтоніанів є додатними, а їх спектри повністю збігаються. Формально при цьому зберігається суперсиметрична алгебра, однак жоден зі станів системи не є інваріантним відносно дії суперзарядів.

Слід підкреслити, що характер реалізації суперсиметрії істотно залежить від області визначення координати. У задачах, що розглядаються в наступному розділі, координата y визначена на напівосі $x \geq 0$, що відповідає геометрії оптичного волокна. У такій постановці хвильові функції повинні бути регулярними в точці $x = 0$ та нормовними на повному інтервалі $[0, \infty)$.

2.2.2 SUSY-перетворення в параболічних GRIN-волокнах

Параболічні градієнтно-індексні (GRIN) волокна створюють природні умови для застосування формалізму суперсиметрії в нерелятивістській квантовій механіці до оптики, оскільки їх модовий спектр має регулярну структуру, аналогічну спектру гармонічного осцилятора. У роботі [84] показано, що SUSY-перетворення дозволяють систематично конструювати ізоспектральні профілі GRIN-волокон з керованою селекцією вироджених мод, що використовується для формування оптичних вихорів.

Попередні дослідження [85–88] підтверджують ефективність суперсиметричного підходу для побудови ізоспектральних хвилеводів і контролю модальних спектрів у волоконних системах. У параболічних GRIN-волокнах SUSY-перетворення дозволяє зберігати сталі поширення мод, змінюючи при цьому їх просторову структуру та забезпечуючи селекцію мод з заданим орбітальним кутовим моментом. Такий підхід поєднує строгий теоретичний апарат з практичною можливістю формування оптичних вихрових полів у волоконних системах

Для подальшого аналізу використаємо скалярне хвильове рівняння (2.8), записане у формі рівняння Шредінгера для параболічного ефективного потенціалу

$$-\frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{1}{2} \left(x^2 + \frac{(l^2 - 1/4)}{x^2} \right) = \frac{U^2}{2V} \psi, \quad (2.21)$$

Нагадаємо, що $x = V^{1/2} y$. З метою побудови суперсиметричного узагальнення введемо суперпотенціал

$$W(x) = x - \frac{l - 1/2}{x}, \quad (2.22)$$

який визначає пару факторизованих операторів першого порядку з рівняння (2.16). Відповідні суперсиметричні гамільтоніани-партнери, як це слідує з (2.17), мають вигляд

$$\begin{aligned} V_+(x) &= \frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{2} \frac{(l^2 - 1/4)}{x^2} - (l+1), \\ V_-(x) &= \frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{2} \frac{(l+1/2)(l+3/2)}{x^2} - l. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Як видно ці два суперпотенціали відповідають однієї функції, зсунутої по l на одиницю, хоча і відповідають (2.22) з фіксованим l . Іншою мовою, рівняння (2.23) відповідають різним суперпотенціалам, але зі збереженням форми.

Завдяки інваріантності форми спектр власних значень може бути побудований рекурсивно без прямого розв'язання хвильового рівняння. Це дозволяє встановити однозначну відповідність між модами початкового та SUSY-перетвореного волокна, а також пояснює механізм селекції мод для оптичних вихорів: SUSY-перетворення елімінує фундаментальну моду, зберігаючи при цьому структуру вищих вихрових мод. Таким чином, інваріантність форми виступає математичним підґрунтям стабільності та керованості вихрових мод у параболічних GRIN-волокнах.

Розглянемо співвідношення між суперпартнерами в рівнянні (2.17). Легко перевірити, що, використовуючи суперпотенціал (2.22) та вираз для власного значення (2.13), рівняння (2.21) може бути переписане у такому вигляді:

$$\left[-\frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2} + V_+ \right] \psi_{lm} = 2m \psi_{lm}, \quad (2.24)$$

де ψ_{lm} визначається рівнянням (2.12). Для другого суперпартнера отрмуємо

$$\left[-\frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2} + V_- \right] \psi_- = (2m+2) \psi_-. \quad (2.25)$$

Для того щоб власні значення рівнянь (2.24) та (2.25) збігалися (тобто були рівними $2m$), необхідно визначити параметр $\psi_- = \psi_{l+1m-1}$. Оскільки з рівняння (2.19) випливає, що суперсиметричні партнери мають однакові власні значення, неважко отримати співвідношення між суперсиметричними модами, з точністю

до нормувальної сталої

$$A\psi_{lm} = \left[\frac{d}{dx} + x - \frac{l-1/2}{x} \right] \psi_{lm} = -2Nx^{|l|+1+\frac{1}{2}} e^{-\frac{x^2}{2}} L_{m-1}^{|l|+1}(x^2) \approx \psi_{l+1m-1}. \quad (2.26)$$

Під час отримання співвідношення (2.26) було використано рекурентне співвідношення [89][Bateman1953], $(L_m^l)' = -L_{m+1}^{l-1}$, для узагальнених поліномів Лагерра разом із рівнянням (2.12).

Наведене співвідношення (2.26) має чітке фізичне та математичне тлумачення. Воно показує, що SUSY-оператори виконують роль операторів підвищення та пониження для радіального квантового числа при фіксованому азимутальному числі, тобто встановлюють відображення між LP-модами без зміни власного значення сталої поширення. У термінах волоконної оптики це означає, що моди початкового параболічного GRIN-волокна та його суперсиметричного партнера утворюють впорядковану ієрархію, в межах якої кожна вихрова мода з ненульовим орбітальним кутовим моментом має однозначний SUSY-відповідник.

Ключовим наслідком цього формалізму є те, що фундаментальна LP_{01} -мода не має суперпартнера і, відповідно, виключається в SUSY-перетвореному профілі. У результаті модовий спектр автоматично фільтрується на користь мод з $l \neq 0$ $\ell \neq 0$, які несуть орбітальний кутовий момент. Такий механізм реалізує вбудовану селекцію вихрових мод без використання додаткових фазових елементів або складних схем збудження, що є принципово важливим для практичних волоконних систем.

У межах LP-наближення вироджені моди з однаковою сталою поширення можуть бути представлені у вигляді відповідних суперпозицій, які еквівалентні оптичним вихорам з визначеним топологічним зарядом. Суперсиметричний формалізм, розвинений у роботі [84], гарантує ізоспектральність таких суперпозицій, а отже – стабільність фазових співвідношень між їх складовими. Це забезпечує формування стійких вихрових полів, нечутливих до малих

варіацій параметрів волокна та технологічних неоднорідностей.

З математичної точки зору, застосування SUSY-підходу дозволяє звести задачу модового аналізу параболічних GRIN-волокон до факторизованої форми рівняння Шредінгера з ефективним параболічним потенціалом (2.21). Введення суперпотенціалу (2.22) приводить до пари гамільтоніанів-партнерів (2.23), пов'язаних інваріантністю форми. Саме ця властивість забезпечує збереження функціональної форми потенціалу при зміні параметрів і, як наслідок, ізоспектральність суперсиметричних систем та алгебраїчну побудову спектра власних значень без прямого розв'язання хвильового рівняння [84].

У цьому контексті результати роботи [90], отримані для обернено-параболічного градієнтно-індексного профілю, можуть бути інтерпретовані як фізична реалізація системи з регулярним ефективним потенціалом, спектральні властивості якого зберігають квазірівновіддаленість власних значень і виродження LP-мод. Незважаючи на відмінність знака кривизни профілю, збереження алгебраїчної структури спектра узгоджується з загальними принципами SUSY-опису [84] і свідчить про універсальний характер суперсиметричного підходу до керування модовими властивостями GRIN-волокон.

2.3 Висновки до розділу 2

У розділі 2 проведено систематичний аналіз модової структури оптичних волокон та методів генерації, селекції й керування оптичними вихорами, з акцентом на роль профілю показника заломлення та застосування суперсиметричних (SUSY) методів для контрольованої селекції мод. Показано, що хвильове рівняння в слабконапрявному та параксіальному наближеннях зводиться до рівняння Шредінгера, де радіальний профіль виступає ефективним потенціалом, що дозволяє аналізувати модовий спектр, виродження та формування суперпозицій, зокрема вихрових.

Для ступінчастих волокон досліджено спектр LP-мод, умови їх існування

та просторову структуру, показано, що моди з ненульовим азимутальним порядком формують основу оптичних вихорів, а виродження сприяє генерації фазових сингулярностей, хоча обмежена виродженість і чутливість до збурень ускладнюють стабільне керування. Натомість параболічно-індексні GRIN-волокна забезпечують регулярний і високівироджений спектр, де вихрові ОКМ-моди є власними розв'язками скалярного хвильового рівняння, а стабільні вихрові поля реалізуються як суперпозиції вироджених мод.

Застосування SUSY-перетворень дозволяє будувати ізоспектральні хвилевідні структури з контрольованою просторовою структурою мод, забезпечуючи природний механізм селекції вихрових станів: фундаментальна мода без ОКМ елімінується, тоді як вищі моди з $\ell \neq 0$ зберігаються. Поєднання модової виродженості GRIN-волокон та суперсиметричних методів формує теоретичну основу для стабільної генерації та керування ОКМ-станами і мотивує практичні підходи до мультиплексування та демультиплексування оптичних вихорів у багатомодових волокнах.

РОЗДІЛ 3. СТРУКТУРИ НА ОСНОВІ ДВОВІСНОЇ АНІЗОТРОПІЇ ЯК ЕЛЕМЕНТИ ФОРМУВАННЯ ТА ОБРОБКИ МОД З ОКМ

У цьому розділі розглядаються структури на основі двовісної анізотропії як ефективні елементи формування та обробки оптичних мод з орбітальним кутовим моментом. Основну увагу приділено фізичним механізмам виникнення фазових сингулярностей та оптичних вихорів під час поширення світла вздовж оптичних осей двовісних кристалів, а також можливостям використання цих ефектів для селективного перетворення ОКМ-станів.

Зокрема, аналізуються процеси формування коноскопичних зображень і енергетичних оптичних потоків з фазовими сингулярностями, зумовлені двовісною анізотропією середовища та орієнтацією поляризаційних елементів [91]. Показано, що керування геометричними та оптичними параметрами таких структур дозволяє реалізувати компактні пристрої генерації, мультиплексування та демультиплексування ОКМ-мод, інтегровані безпосередньо з оптичним волокном [92].

На відміну від попереднього розділу, де наведено загальний огляд властивостей вихрових пучків і методів їх формування, у цьому підрозділі акцент зроблено на практичному використанні двовісних анізотропних структур як функціональних елементів фотонних систем, зокрема в задачах волоконно-оптичного зв'язку та обробки сигналів з орбітальним кутовим моментом.

3.1 Формування фазових сингулярностей та енергетичних оптичних потоків у двовісному кристалі

Останніми роками спостерігається інтенсивний розвиток оптичних технологій захоплення та маніпулювання мікро- і наночастинками, що ґрунтуються на використанні пондеромоторних сил електромагнітного поля [2, 15, 16]. Основними механізмами взаємодії світлового поля з частинками є градієнтні сили, зумовлені просторовою неоднорідністю інтенсивності [1, 2], а

також сили, пов'язані з перенесенням лінійного та кутового імпульсу світла [16, 27, 29]. У цьому контексті особливий інтерес становлять оптичні поля зі складною внутрішньою структурою енергетичних потоків, зокрема поля з фазовими сингулярностями та вихровими компонентами.

Ефективним способом формування таких полів є використання двовісних кристалів. Поширення слабкорозбіжного (конічного) світлового пучка з лінійною поляризацією вздовж оптичних осей двовісного кристала приводить до виникнення складного вихідного поля, яке характеризується просторово неоднорідними розподілами інтенсивності, фази та стану поляризації. Ці неоднорідності супроводжуються формуванням поперечних енергетичних потоків орбітального та спінового типу, що створює сприятливі умови для реалізації оптичних пасток нового типу.

Теоретичні основи формування коноскопичних зображень у двопротенезаломлювальних кристалах між схрещеними поляризаторами були закладені у працях М. Беррі [93]. Ці підходи було узагальнено на випадок довільної орієнтації поляризаційних елементів, що дало змогу детально дослідити структуру оптичних енергетичних потоків та фазових сингулярностей у вихідному полі [91].

Оптичні поля, що характеризуються складною внутрішньою структурою потоків енергії, можуть бути ефективно сформовані, зокрема, із використанням двопротенезаломлювальних кристалів. Поширення слабо розбіжного (конічного) світлового пучка з наперед заданою лінійною поляризацією в такому середовищі призводить до формування складного оптичного поля, яке відзначається просторово неоднорідними розподілами інтенсивності, фази та стану поляризації [94].

3.1.1 Фазові сингулярності та оптичні потоки у двовісних кристалах: підхід Беррі

Двовісні кристали є анізотропними прозорими середовищами, які дозволяють формувати складні просторові розподіли інтенсивності, фази та

поляризації світлового пучка. Особливий інтерес представляють фазові сингулярності — точки, де амплітуда електричного поля прямує до нуля, а фаза стає невизначеною. У таких точках виникають вихрові потоки енергії, здатні передавати кутовий момент світла захопленим частинкам. Підхід Беррі [93] забезпечує методологічну основу для опису геометричної фази, що виникає при проходженні світла через анізотропне середовище, і дозволяє формалізувати оптичні енергетичні потоки та коноскопічні структури у двовісних кристалах [94].

Нехай нормаль до кристалу визначає напрямок z , а світло поширюється вздовж одиничного вектора $\mathbf{s} = (s_x, s_y, s_z)$, який задається полярними кутами ϑ , φ . Для зручності напрямки проєктують на площину $\mathbf{R} = \{X, Y\}$ за допомогою стереографічної проєкції з південного полюса сфери $\mathbf{s}$:

$$\mathbf{s} = \frac{1}{1+R^2} \{2X, 2Y, 1-R^2\}, \quad R = \tan \frac{\vartheta}{2}. \quad (3.1)$$

Дві власні хвилі, позначені “+” та “—”, з частотою ω та хвильовим числом k , описуються поперечними електричними векторами:

$$\mathbf{D}_{\pm}(\mathbf{s}, \mathbf{r}, t) = \mathbf{d}_{\pm} \exp(ikn_{\pm}\mathbf{s} \cdot \mathbf{r} - i\omega t). \quad (3.2)$$

де $n_{\pm}$ — власні показники заломлення, $\mathbf{d}_{\pm}$ — ортогональні поляризації. У площині $\mathbf{R}$ вони проєктуються як

$$\mathbf{d}_{\pm}(\mathbf{R}) = \mathbf{e}_x \cos \sigma_{\pm}(\mathbf{R}) + \mathbf{e}_y \sin \sigma_{\pm}(\mathbf{R}), \quad \sigma_{\pm}(\mathbf{R}) = \pm \mu(\mathbf{R}) + \varphi, \quad (3.3)$$

де параметр $\mu(\mathbf{R})$ відповідає геометричній фазі Беррі, яка виникає при проходженні світла через анізотропне середовище. Ця фаза змінюється залежно від координат у площині стереографічної проєкції і визначає поворот поляризаційного вектора при обході конусів виродження. Додаткова фаза φ пов’язана з конкретною орієнтацією поляризатора або вихідного пучка. Таким чином, $\mu(\mathbf{R})$ відображає топологічні та геометричні особливості просторової поляризації світла, що є ключовим для опису фазових сингулярностей та

оптичних потоків у двовісних кристалах [93, 95]. Ця фаза призводить до викривлення ліній потоку енергії та появи вихревих структур навколо фазових сингулярностей, які можна трактувати як оптичні «топологічні дефекти».

Двовісний кристал задається трьома показниками заломлення $n_x < n_y < n_z$, що визначають діелектричний тензор:

$$n^2 = \begin{pmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

Величини

$$\alpha = \frac{1}{n_x^2} - \frac{1}{n_y^2}, \quad \beta = \frac{1}{n_y^2} - \frac{1}{n_z^2}. \quad (3.5)$$

визначають геометрію конусів виродження (оптичні осі) у площині $\mathbf{R}$, центри конусів знаходяться в точках

$$X_c = \frac{1 - \beta}{\alpha - \beta}, \quad Y_c = 0. \quad (3.6)$$

Після визначення власних хвильових векторів та їхніх поляризацій у площині стереографічної проекції, враховуючи геометричну фазу Беррі $\mu(\mathbf{R})$, можна перейти до експериментальної схеми спостереження оптичних потоків у двовісних кристалах. Світловий пучок проходить через перший поляризатор $\mathbf{P}$, який визначає початкову орієнтацію поляризації, після чого пучок розкладається на компоненти $\mathbf{d}_{\pm}(\mathbf{R})$ відповідно до власних хвиль кристалу. Кожна компонента набуває відповідної фазової затримки $\chi_{\pm}(\mathbf{R}) = kL(\mathbf{R})n_{\pm}(\mathbf{R})$, що враховує довжину шляху в кристалі та показники заломлення. Після проходження другого поляризатора $\bar{\mathbf{P}}$, який встановлюється під кутом γ відносно першого поляризатора $\mathbf{P}$ (тобто напрямок $\bar{\mathbf{P}}$ задається у площині $\{X, Y\}$ кутом γ відносно осі X), інтенсивність світла на виході визначається як

$$I(\mathbf{R}, \gamma) = |\bar{\mathbf{P}} \cdot V(\mathbf{R})|^2 = 4(\mathbf{d}_+ \cdot \bar{\mathbf{P}})^2 (\mathbf{d}_+ \cdot \mathbf{P})^2 \sin^2 \frac{\Delta\chi(\mathbf{R})}{2}, \quad (3.7)$$

де $\Delta\chi(\mathbf{R}) = \chi_+(\mathbf{R}) - \chi_-(\mathbf{R})$, $\mathbf{V}(\mathbf{R}) = \mathbf{D}_+ + \mathbf{D}_-$ – результуючий вектор електричної компоненти після кристалу. У точках, де $\Delta\chi(\mathbf{R}) = \pi, 3\pi, \dots$ відбувається повне гасіння інтенсивності, що проявляється як “чорні шітки” на коноскопичному зображенні. Ці темні смуги є прямим візуальним проявом фазових сингулярностей, тобто точок, де фаза власного вектора невизначена, а амплітуда електричного поля прямує до нуля [94].

Близько до оптичних осей показники заломлення набувають вигляду

$$n_{\pm}(\mathbf{R}) \approx n_y \{1 + C[\pm(X - X_C)^2 + Y^2 - (X - X_C)]\},$$

$$C = \frac{(n_y^2 - n_x^2)(n_z^2 - n_y^2)}{(n_z^2 - n_x^2)^2}. \quad (3.8)$$

Фазові сингулярності формуються в точках $X = \pm X_C$, $Y = 0$, причому кожна сингулярність має орбітальний індекс $+1/2$, а загальний індекс на сфері s дорівнює $+2$, що відповідає характеристиці Ейлера–Пуанкаре для сфери.

Це наближення відображає симетрію та кривизну конусів виродження у площині стереографічної проекції. Квадратичні члени описують локальне відхилення показників заломлення від середнього значення n_y у напрямку X та Y , а знак “ $\pm$ ” відповідає двом власним хвилям. Конуси виродження формуються в точках $X = \pm X_C$, $Y = 0$, де дві власні хвилі стають виродженими і амплітуда електричного поля прямує до нуля.

У цих точках виникають фазові сингулярності — оптичні “точки нульової амплітуди”, навколо яких фаза власного вектора змінюється на π . Кожна така сингулярність має орбітальний індекс $+1/2$, що означає половину повного обертання фази при обході точки. Загальний індекс на сфері s дорівнює $+2$, що відповідає характеристиці Ейлера–Пуанкаре для сфери і відображає топологічну обмеженість числа фазових сингулярностей у будь-якому замкненому полі.

Фізично це означає, що навколо кожної сингулярності формуються вихрові потоки енергії – світлові “вихри”, які несуть кутовий момент і визначають структуру коноскопичного зображення. Таким чином, квадратична форма $n_{\pm}(\mathbf{R})$ і положення центрів $X = \pm X_C$ задають геометрію та топологію вихревих потоків, а самі фазові сингулярності стають точками, де світло проявляє свої топологічні властивості.

Таким чином, підхід Беррі дозволяє описати геометричну фазу, формування вихрових енергетичних потоків і коноскопичні структури у двовісних кристалах, що є ключовим для аналізу фазових сингулярностей і оптичного маніпулювання мікро- та наночастинками. Фазові сингулярності, локалізовані в точках $X = \pm X_C$, $Y = 0$, визначають центри обертання енергетичних потоків, навколо яких виникають вихреві структури світла. Ці вихрі здатні передавати орбітальний кутовий момент захопленим частинкам, що відкриває можливості для точного оптичного контролю мікрооб’єктів у біофізиці та нанотехнологіях.

3.1.2 Формування фазових сингулярностей та енергетичних потоків

Унаслідок взаємодії світла з анізотропними властивостями кристала відбувається перерозподіл енергетичних потоків, що супроводжується виникненням складної картини поперечних потоків енергії. Такі потоки можуть мати вихровий характер і відігравати ключову роль у формуванні локальних орбітальних і спінових складових кутового моменту світла. Просторова структура цих потоків зумовлює появу внутрішніх циркуляцій енергії, які суттєво впливають на процеси оптичного маніпулювання мікро- та наночастинками, а також на формування фазових сингулярностей та інших елементів структурованого світла (рис. 1) [94]

Як показано на рис. 3.1, сформовані на виході двовісного кристала оптичні поля характеризуються складною просторовою структурою інтенсивності та поперечних орбітальних потоків енергії, що створює широкі можливості для захоплення та маніпулювання мікрочастинками.

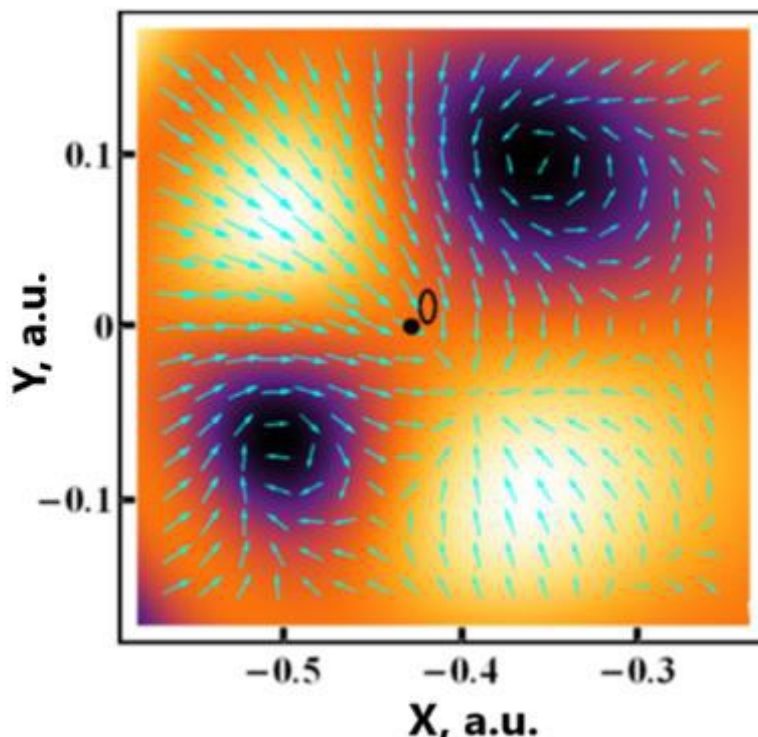


Рисунок 3.1 – Розподіли поля на виході двовісного кристала в околі оптичної осі O при куті 45° між поляризацією вхідного пучка та віссю X : розподіл інтенсивності після X -орієнтованого поляризатора (фон) і поперечний орбітальний потік енергії X -поляризованої компоненти (стрілки).

Локальні максимуми та мінімуми інтенсивності виступають природними пастками для діелектричних і поглинаючих частинок завдяки градієнтним силам світлового поля, а фазові сингулярності, пов'язані з нульовими значеннями амплітуди, супроводжуються вихроподібними орбітальними потоками енергії, здатними передавати кутовий імпульс і викликати обертальний рух частинок навколо осі сингулярності [95]. Орбітальні та спінові потоки енергії можуть також визначати керований поступальний рух частинок у поперечній площині, формуючи напрям і характер їхньої траєкторії, а просторову конфігурацію вихідного поля можна модифікувати контрольованою зміною поляризаційного стану вхідного пучка та параметрів аналізу поляризації на виході, що забезпечує гнучке і високоточне позиціювання та керування фазово-неоднорідними мікрооб'єктами [96–98].

Експериментальне дослідження цих проблем має певні труднощі, що

зумовлено обмеженою просторовою роздільною здатністю та недостатньою чутливістю фотодетекторів [99], а також впливом шумів і технічних обмежень вимірювальної апаратури, які ускладнюють отримання точних і достовірних результатів. Оскільки експериментальне дослідження характеристик фазових сингулярностей ускладнене обмеженою роздільною здатністю та чутливістю фотодетекторів, аналіз було проведено методом чисельного моделювання [91]. Особливу увагу приділено двом ключовим аспектам, важливим для реалізації оптичних пінцетів на основі двовісного кристала: однорідності розподілу градієнтної сили навколо фазової сингулярності та впливу товщини кристала на величину градієнта інтенсивності. Разом з тим, безпосереднє експериментальне дослідження просторової структури фазових сингулярностей та пов'язаних з ними енергетичних потоків у мікромасштабі супроводжується істотними труднощами, зумовленими обмеженою просторовою роздільною здатністю вимірювальних методів і складністю прямого визначення локальних градієнтів інтенсивності. З огляду на це, для кількісного аналізу характеристик вихрових полів і оцінки параметрів градієнтних оптичних пасток доцільним є застосування методів чисельного моделювання.

3.1.3 Чисельне моделювання фазових сингулярностей та градієнтних оптичних пасток

Отримані результати чисельного аналізу дозволяють кількісно оцінити умови формування стабільних оптичних пасток та узгодити їх із фізичними механізмами, розглянутими у підпункті 3.1.1. Результати цього моделювання для товщини кристала $L = 100$ мкм наведено на рисунку 3.2. На основі наведених графіків можна зробити такі висновки. Градієнтна сила інтенсивнісної пастки G , яка характеризує здатність світлового поля утримувати та переміщувати мікро- та наноб'єкти, може бути оцінена як відношення лінійної зміни інтенсивності випромінювання ΔI до координатного інтервалу Δx , у межах якого формується цей градієнт. Таким чином, величина градієнтної сили визначається виразом: $G = \Delta I / \Delta x$, що дозволяє кількісно

оцінити просторову неоднорідність інтенсивності та ефективність формування інтенсивнісної пастки в досліджуваній оптичній системі.

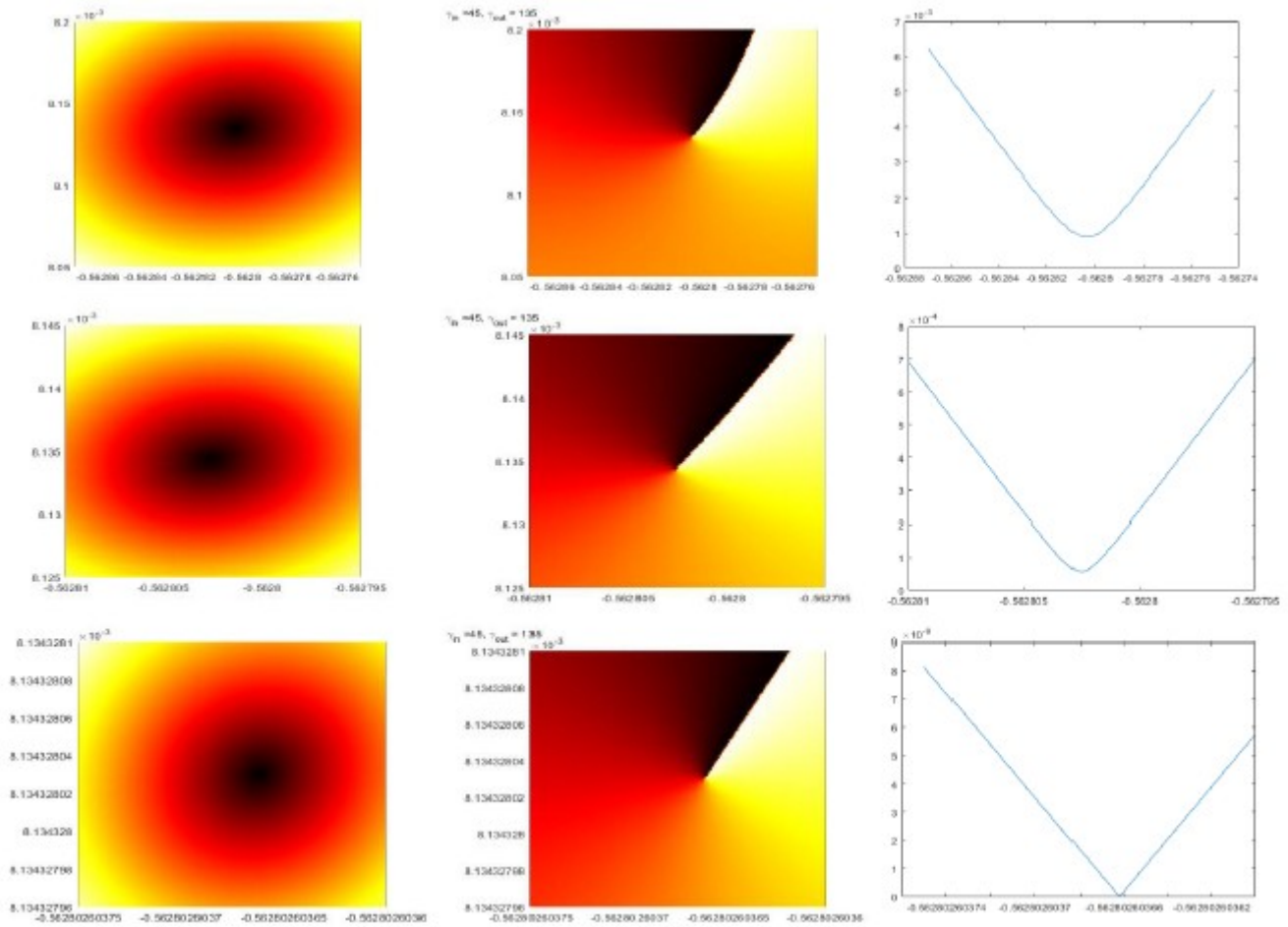


Рисунок 3.2 – Розподіл інтенсивності, фази та профілю інтенсивності в області фазової сингулярності для товщини кристала $L = 100$ мкм для площ 10^{-8} (а.о.)² — верхній ряд; 10^{-10} (а.о.)² — середній ряд; 10^{-20} (а.о.)² — нижній ряд.

Профілі інтенсивності, подані для різних масштабів області аналізу, демонструють візуальне зростання крутизни інтенсивнісного розподілу зі зменшенням характерної площі спостереження. Проте кількісний аналіз показує, що величина градієнта $\Delta I/\Delta x$, а відповідно і градієнтна сила інтенсивнісної пастки G , залишається практично сталою ($G \approx 34\text{--}36$ а.о. для $L = 100$ мкм). Таким чином, зменшення масштабу області аналізу не призводить до істотного збільшення градієнтної сили, а відображає масштабну інваріантність локальної структури поля поблизу фазової сингулярності.

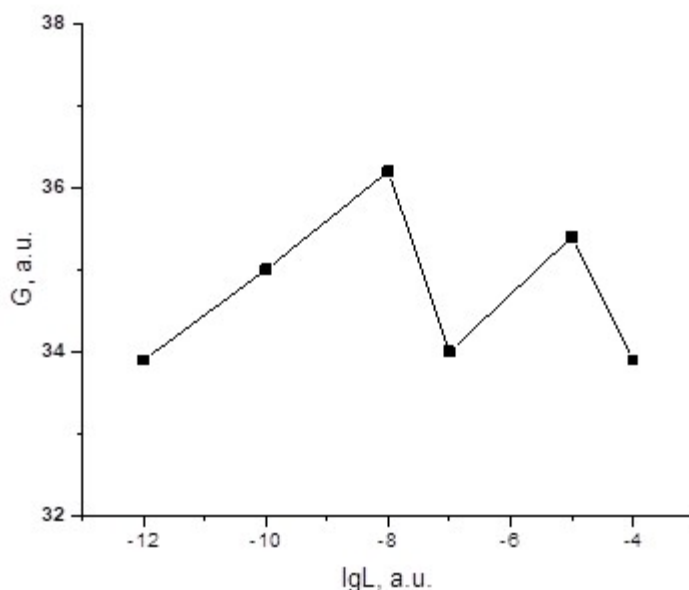


Рисунок 3.3 – Залежність градієнтної сили інтенсивності в області фазової сингулярності від масштабу поля для двопроменезаломлюючого кристала товщиною $L=100 \text{ }\mu\text{m}$.

На рисунку 3.3 наведено залежність градієнта інтенсивності G від масштабу поля для двопроменезаломлюючого кристала товщиною $L = 100 \text{ мкм}$. Як видно з отриманих результатів, значення G змінюється незначно в межах кількох відсотків, що свідчить про стабільність просторового розподілу інтенсивності в околі сингулярності та збереження її градієнтних характеристик. Це означає, що локалізація поля поблизу фазової сингулярності забезпечує формування стійкої інтенсивнісної пастки, придатної для керування та маніпулювання мікро- і наноб'єктами.

Водночас варіювання товщини двопроменезаломлюючого кристала впливає на загальні параметри поля (контраст, просторовий масштаб локалізації, фазовий розподіл), однак у дослідженому діапазоні не призводить до зміни знака топологічного заряду сформованої фазової сингулярності.

Аналіз отриманих залежностей свідчить про те, що величина градієнта інтенсивності в області фазової сингулярності визначається внутрішніми параметрами системи, зокрема двопроменезаломленням кристала, його

товщиною та умовами інтерференції ортогональних поляризаційних складових, а не вибором масштабу області спостереження.

Для перевірки цієї гіпотези було виконано чисельні розрахунки параметрів поля в області сингулярності для кристалів із товщинами $L=10, 20, 50, 100, 150$ та 200 $\mu\text{м}$, результати яких представлено на рисунку 3.4.

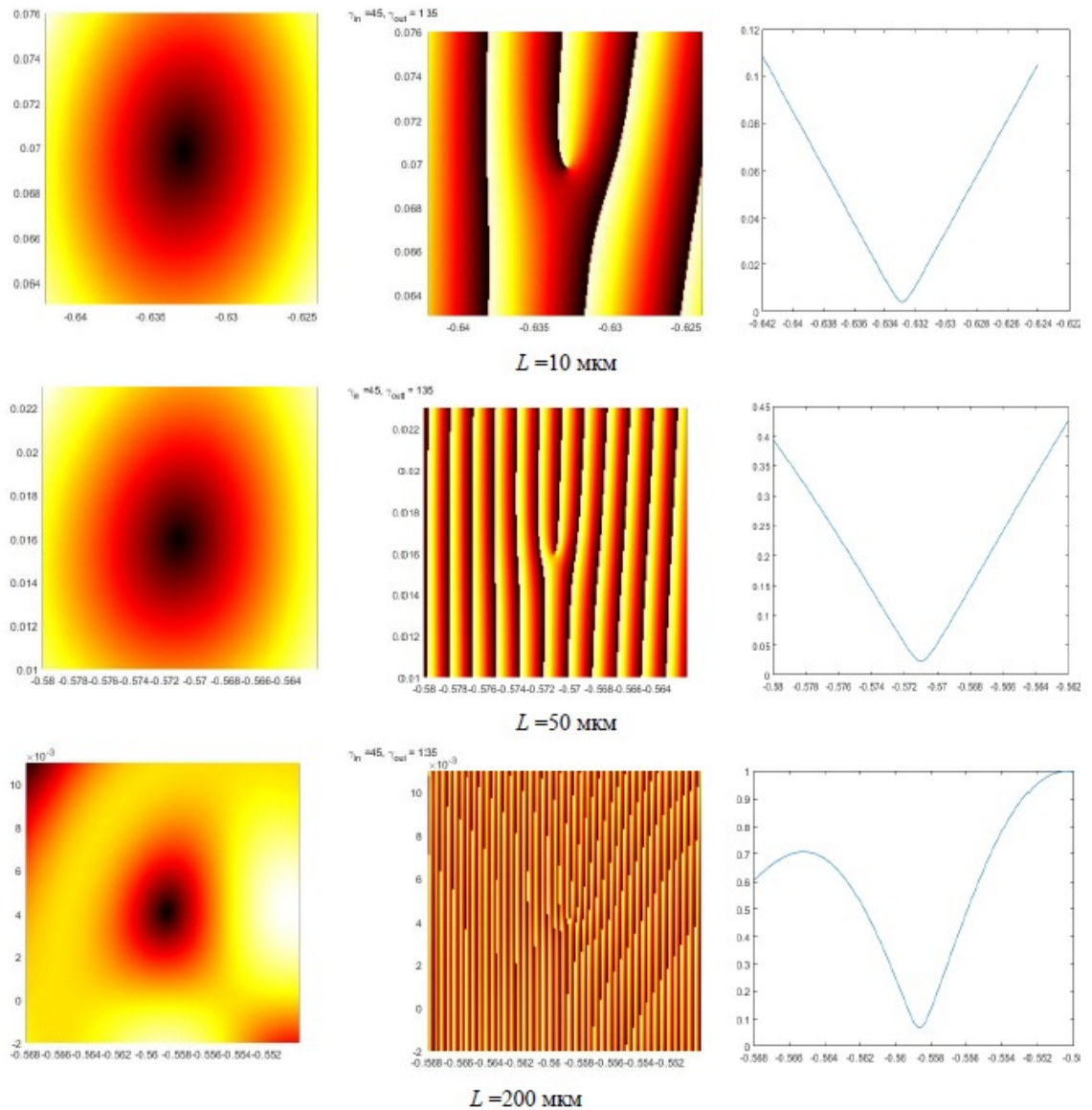


Рисунок 3.4 – Розподіли інтенсивності та фази в області сингулярності, а також профіль інтенсивності в центрі сингулярності для різних товщин кристала L .

У кожному рядку наведено двовимірні розподіли інтенсивності та фази в області фазової сингулярності, а також профіль інтенсивності вздовж центру сингулярності, що дозволяє наочно проаналізувати вплив товщини кристала на просторові та фазові характеристики сформованого поля. Для кількісної оцінки

впливу товщини кристала було проаналізовано залежність градієнтної сили інтенсивності в оптичній пастці від параметра L . Відповідні результати наведено на рисунку 3.5.

Чисельний аналіз показує, що зі збільшенням товщини кристала від $L \approx 10$ до $L \approx 200$ а.о. величина градієнтної сили зростає від $G \approx 5$ а.о. до $G \approx 74$ а.о., тобто більш ніж у 14 разів. У діапазоні $L = 50\text{--}200$ а.о. залежність є близькою до лінійної: при $L \approx 50$ а.о. маємо $G \approx 20$ а.о., при $L \approx 100$ а.о. — $G \approx 40$ а.о., при $L \approx 150$ а.о. — $G \approx 57\text{--}60$ а.о. Таким чином, збільшення товщини вдвічі (з 50 до 100 а.о.) приводить майже до двократного зростання градієнтної сили, що свідчить про квазіпропорційний характер залежності $G(L)$. Середній коефіцієнт зростання становить приблизно 0,35–0,4 а.о. на одиницю товщини кристала.

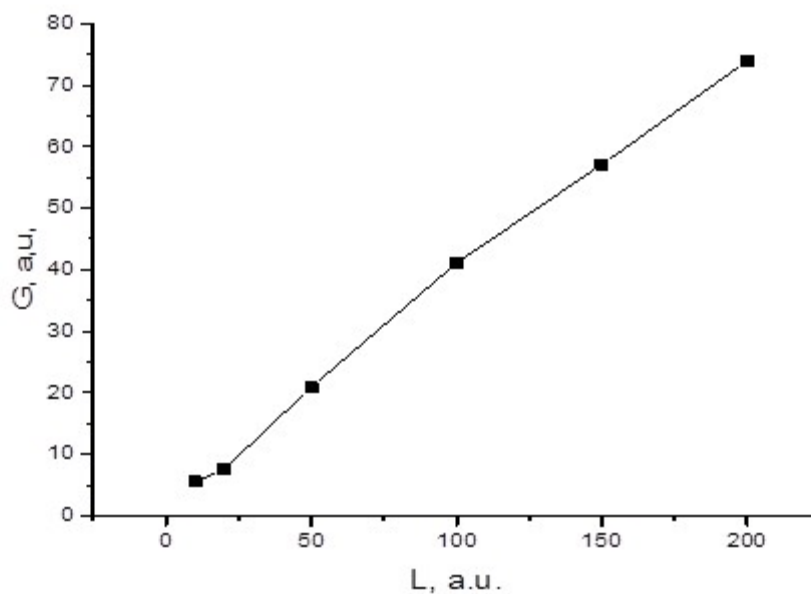


Рисунок 3.5 – Залежність градієнтної сили інтенсивності в оптичній пастці від товщини кристала L .

Фізично це пов'язано з накопиченням фазового зсуву між ортогональними поляризаційними складовими під час проходження світла через двопроменезаломлюючий кристал, що зростає з товщиною L і посилює інтерференційні ефекти та просторовий градієнт інтенсивності в області

фазової сингулярності, при цьому топологічний заряд залишається ± 1 . Товщина кристала ефективно керує жорсткістю оптичної пастки, підсилюючи градієнтні сили без зміни топологічної структури, що важливо для стабільного захоплення та маніпулювання мікро- і нанооб'єктами.

3.2 Поляризаційно-керовані методи формування та розділення ОКМ-мод у волоконних системах

Традиційні методи мультиплексування, включно з кодуванням за довжиною хвилі, амплітудою, фазою та поляризацією, наближаються до своїх фундаментальних обмежень, тому активно досліджується просторове мультиплексування, зокрема використання багатожильних і маломодових волокон із мультиплексуванням за модами, а також орбітального кутового моменту (ОКМ) світла, що забезпечує ортогональні незалежні канали передачі. Хоча ОКМ-мультиплексування у волокнах має переваги стабільності порівняно з вільним простором, його впровадженню заважають деградація мод і міжмодова взаємодія, що обмежує застосування короткодістанційними системами, зокрема у центрах обробки даних; у зв'язку з цим перспективним є поляризаційно-керований підхід до (де)мультиплексування ОКМ-мод на основі двовісних анізотропних структур, який поєднує компактність, керованість і сумісність з волоконно-оптичними системами.

3.2.1 Методи генерації та управління ОКМ у волоконних системах

Відомо, що групу оптичних вихорів з однаковими напрямками обертання хвильового фронту в багатомодових світловодах можна сгенерувати введенням похилого сфокусованого променя, зміщеного відносно осі світловода [100]. Для експериментальної реалізації у оптичних волокнах потрібні прості пристрої для генерації та мультиплексування станів променя з різним ОКМ, а також пристрої для демультиплексування на виході. В роботі [101] продемонстровано ефективний інтегрований волоконно-оптичний (де)мультиплексор ОКМ, який реалізовано шляхом прикріплення вихрової решітки до грані маломодового

волокна. Решітка забезпечує пряме мультиплексування станів ОКМ на одному кінці та демultipлексування на іншому.

Альтернативним підходом до генерації та керування орбітальним кутовим моментом у волоконних системах є перетворення спінового кутового моменту (СКМ) світла в орбітальний кутовий момент. Перевагою цього підходу є можливість ефективного керування ОКМ шляхом маніпулювання поляризаційним станом випромінювання за допомогою стандартних оптичних елементів. Значний інтерес до таких методів підтверджується сучасними дослідженнями, присвяченими перетворенню СКМ в ОКМ із використанням q-пластин, які розглядаються як перспективні поляризаційно-керовані пристрої для застосувань у квантовій оптиці та квантових комунікаціях [102]. Показано, що q-пластини забезпечують перетворення кругово поляризованого світлового пучка зі спіновим кутовим моментом у пучок з орбітальним кутовим моментом з дуже високою ефективністю, що може досягати $\approx 98\%$, однак при цьому можливі обмеження, пов'язані з якістю просторової моди сформованого пучка [102]

Концепція цього пристрою полягає у використанні наконечника волокна як платформи для кріплення (де)multipлексора за допомогою мікро-/нано-виробництва. Вихрова решітка перетворює декілька гауссових пучків у стани ОКМ різного порядку ($l\hbar$) у межах волокна. Після коаксіального поширення ці моди перетворюються назад у гауссівські пучки. Експериментально виміряний коефіцієнт бітових помилок після розповсюдження через 5-кілометрове маломодове волокно підтверджує ефективність цього підходу.

Одним із перспективних методів є перетворення спінового кутового моменту (СКМ) у ОКМ, що дозволяє легко керувати ОКМ за допомогою стандартних поляризаційних оптичних компонентів на основі двовісних структур. Так, внутрішня конічна дифракція у двовісному кристалі перетворює циркулярно поляризовані гауссові моди зі спіном $S = \pm 1$ на суперпозицію пучків Бесселя з орбітальним кутовим моментом $l\hbar$ на фотон [103]:

Гауссівський пучок $\Rightarrow$ двовісний кристал $\Rightarrow$ пучки Бесселя($l\hbar$)

$$|S\rangle \Rightarrow \text{biaxial} \Rightarrow \sum_m c_m |l = m\hbar\rangle, \quad (3.9)$$

Використання еліптично поляризованого світла та фільтрація дозволяє безперервно регулювати ОКМ від 0 до $l_{\max}\hbar$ на фотон. Каскад із двох двовісних кристалів із проміжними поляризаторами забезпечує генерацію пучків довільного порядку l [104]. Цей підхід можна узагальнити для довільної кількості кристалів, що дозволяє створювати широке різноманіття вихрових пучків високого порядку.

Деякі пластики демонструють властивості, характерні для двовісних кристалів. Так, у [105] запропоновано структуру, де прозора пластикова плівка розміщена між двома поляризаторами. Плівка є анізотропним матеріалом із трьома різними основними показниками заломлення, що створює кольорові інтерференційні смуги у вигляді кілець у напрямках двох оптичних осей.

Узагальнюючи наведені підходи, можна запропонувати інтегрований волоконно-оптичний (де)мультиплексор ОКМ на основі структури «сендвіч» [101,103,105]. Така структура демонструє властивості двовісного кристала та дозволяє ефективно генерувати промені в оптичному волокні з можливістю керування та налаштування ОКМ [92].

3.2.2 Експериментальна реалізація та результати

Виходячи з концепції «лабораторія на волокні», у [101] розроблено та продемонстровано інтегрований волоконний (де)мультиплексор ОКМ, що складається з полімерної вихрової решітки та багатомодового оптичного волокна. Концепція полягає у використанні кінчика волокна як платформи, а потім прикріпленні (де)мультиплексора ОКМ до краю волокна за допомогою мікро/нано технології. Розроблена оптична вихрова решітка дозволяє пряме перетворення кількох гауссових променів у кілька станів ОКМ різного порядку всередині оптичного волокна. Після коаксіального поширення ці моди ОКМ перетворюються назад на гауссові промені. Ми використовуємо той самий

комплексний підхід до побудови мультиплексора ОКМ. Таким чином, ми також використовуємо концепцією «лабораторія на волокні» та досліджуємо цю методику. Однак у нашій роботі ми використовуємо більш простіший інструмент для створення ОВ, який не вимагає значних витрат на його створення. Оскільки, як ми з'ясували в розділі 2, лінійні скалярні моди LP відіграють важливу роль для генерації станів ОКМ в оптичному волокні, структури на основі поляризаторів можуть бути використані як елемент мультиплексора. З іншого боку, структури з використанням двоосьових кристалів використовувалися для генерації променів з настроюваною ОКМ. Синтезуючи ці підходи, ми пропонуємо схему мультиплексора на основі поляризаторів – двоосьових кристалів, зібраних у сендвіч, оптичні властивості якого описані в [105].

У цьому підрозділі розглядається експериментальна перевірка генерації та поширення оптичних вихорів (ОВ) у системі на основі двовісної сендвіч-структури. Основна мета експерименту – продемонструвати можливість формування фазових сингулярностей на вході оптичного волокна, їхнє подальше поширення та дослідження стабільності та структури вихорів для різних станів поляризації. Для діагностики сингулярностей використовуються методи коноскопичної та інтерференційної візуалізації, що дозволяють оцінити якість формування ОКМ та ефективність введення променя у волокно.

3.2.2.1 Принцип формування та введення ОКМ у волокно

Ми вважаємо поляризаційну комірку [92, 105] оптимальною структурою для (де)мультиплексора ОКМ. Комірка являє собою не просто двовісний кристал, а «сендвіч». Її «хліб» – це два поляризатори з перпендикулярними напрямками поширення. Її «наповнювачем» є квадрат прозорої пластикової плівки для проекторів. Для індивідуального перегляду квадрати можуть бути розміром 3 см × 3 см. Для демонстраційних цілей можна вибрати квадрати розміром приблизно 30 см × 30 см, а жорсткість забезпечується покриттям акрилом або склом. Очевидно, що без середнього шару структура є просто

Для підтвердження наявності фазових сингулярностей ми використали інтерференційну діагностику хвильових дислокацій у поліхроматичному випромінюванні. Інтерференційний метод характеризується наявністю опорної хвилі. При накладенні цієї хвилі на оптичний вихор можна спостерігати утворення так званих вилок. Нам вдалося значно підвищити роздільну здатність інтерференційного методу, оскільки біле світло має довжину когерентності близько 1 мкм. Оскільки ми маємо низьку поздовжню когерентність, нам потрібно забезпечити високу поперечну когерентність, тому вимоги до інтерференційної технології мають бути вищими. Суперпозиція опорної хвилі також спричинила утворення інтерференційної картини у вигляді інтерференційної кольорової вилки.

На рис. 3.7 показано експериментальну установку для виявлення сингулярностей за допомогою методу інтерференції опорних хвиль.

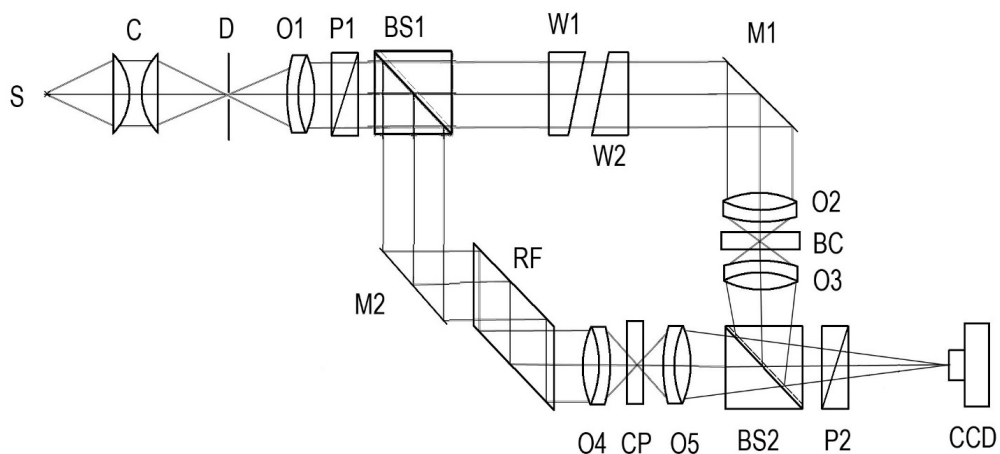


Рисунок 3.7 – Схема експерименту по виявленню сингулярностей в полі. S - джерело білого світла; C – конденсор; D – діафрагма; O1, O2, O3, O4 и O5 – об’єктиви; P1 и P2 – поляризатор і аналізатор; BS1 и BS2 – світлоподільні кубики; M1 и M2 – дзеркала; BC – сингуляроутворюючий об’єкт; CP - компенсуюча пластина; RF - ромб Френеля; W1 и W2 – рухомий та нерухомий оптичні клини; CCD – камера.

Схема дозволяє вводити різницю ходу з точністю 0,2 мкм, аналізувати поле об’єкта та змінювати кут сходження променів. Поперечна когерентність

променя становила 90%, поздовжня когерентність – 1 мкм. Конденсор С збирає випромінювання джерела білого світла S на діафрагмі D розміром 20 мкм, розташованій у фокусі об'єктива O1 з фокусною відстанню 200 мм (діаметр променя ~ 5 мм). На виході лінзи отримується промінь з поперечною когерентністю близько 95%, який після проходження через поляризатор P1 та роздільник променя BS1 розділяється на два промені рівної інтенсивності. Роздільники променів BS1, BS2 та дзеркала M1, M2, ахроматичні та поляризаційно-неселективні, утворюють інтерферометр Маха-Цандера, який може забезпечити рівні умови для променів в обох своїх каналах. У першому каналі розміщується сингулярний об'єкт ВС. Використовувалися плівка поліетилентерефталату з властивостями двовісного кристала (товщина плівки 74 мкм, двопротинезаломлення 0,085) та фазово-неоднорідний об'єкт зі значною фазовою дисперсією. Об'єкт розташований у збігаючихся променях між лінзами O2 та O3. Для ідентичних хроматичних та абераційних умов у плечах інтерферометра у другому каналі використовувалися лінзи O4 та O5, які мають ідентичні властивості, як лінзи O2 та O3, та компенсаційна пластина СР між ними. У другому каналі розміщено ромб Френеля RF, який створює кругову поляризацію для всіх спектральних складових білого світла. Для компенсації геометричного шляху променів у ромбі Френеля використовуються два оптичні клини W1 та W2, що утворюють плоскопаралельну пластину. Зміщення клина W1 вздовж його гіпотенузи дозволяє змінювати загальну товщину пластини та, як наслідок, різницю в ході променів у плечах інтерферометра. На виході інтерферометра розташовані аналізатори P2 та ПЗЗ-камера. Об'єктиви O3 та O5 можна синхронно переміщувати вздовж напрямку поширення променів, що забезпечує їх рівну розбіжність. Змінюючи положення лінзи O5 у поперечному напрямку, можна регулювати кут збіжності променів на виході інтерферометра.

Сингулярність була створена за допомогою плівки поліетилентерефталату (ПЕТ), яка демонструє двоосьові кристалічні властивості, розміщеної між двома поляризаторами, площини пропускання

яких паралельні.

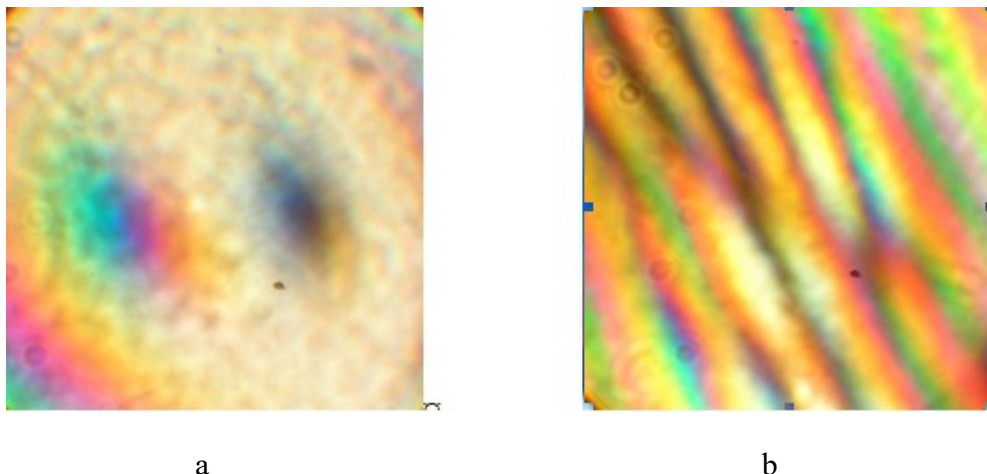


Рисунок 3.8 – Коноскопична картина для кристалу, розміщеного між двома поляризаторами, площини пропускання яких паралельні (а) та з накладеною опорною хвилею (б)

Результат експерименту з використанням методу інтерференції опорних хвиль показано на рис. 3.8. З рис. 3.8а видно, що суперпозиція опорної хвилі також спричинила формування інтерференційної картини у вигляді інтерференційної кольорової вилки.

3.2.2.2 Генерація, введення та поширення ОКМ-мод у волокні

Після того, як ми визначилися з методом виявлення сингулярностей за допомогою інтерференції на опорній хвилі, настає час для експериментів з генерації ОВ та його подальшого поширення через оптичне волокно. Загальна структура установки така. Для введення ОВ у волокно використовується двовісний кристал, розташований між двома паралельними поляризаторами.. Подібний "сендвіч" встановлений на виході одномодового оптичного волокна, який перетворює промені ОКМ назад у гауссові. Ми використовуємо He-Ne лазер з довжиною хвилі 633 нм. У волоконно-оптичному зв'язку наш експеримент відповідає багатомодовому волокну з діаметром серцевини 20 мкм, яке пропускає вихори першого та другого порядку на довжині хвилі 1550 нм.

На рис. 3.9 ілюструється схема експериментальної установки. Для створення пучків ОКМ ми використовували плівку поліетилентерефталату, яка має властивості двовісного кристала (товщина плівки 74 мкм, двопронезаломлення 0,085). Промені введені у волокно з діаметром серцевини 9 мкм та довжиною один метр. Перед експериментом грані волокна були сколені для зменшення втрат. Лінійно поляризований промінь від He-Ne лазера S, з довжиною хвилі 0,6328 мкм, проходить через поляризатор P1 та стає циркулярно поляризованим. Поляризаційний дільник променя BDP1 використовується для поділу неполяризованого променя на два ортогонально поляризовані вихідні промені, які паралельні один одному. Поляризатор P2 дозволяє формувати лінійно поляризовані промені. Мікрооб'єктив O1 (20x) забезпечує конус збіжності променя, якого достатньо для формування двох сингулярностей (з ОКМ +1 та -1 порядків) з використанням двовісної структури ВС. Далі паралельні промені, сформовані об'єктивом O2, проходять через поляризатор P3, площина пропускання якого паралельна площині пропускання поляризатора P2.

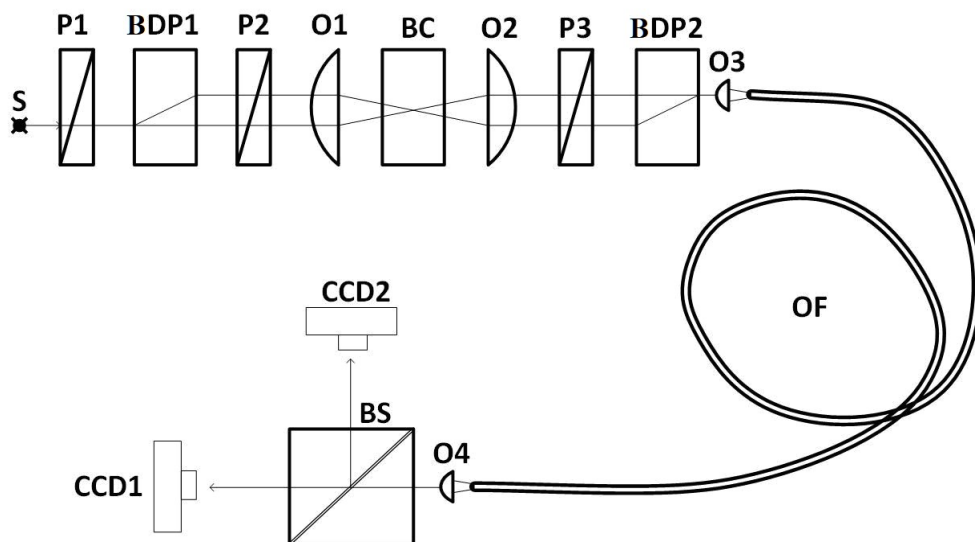


Рисунок 3.9 – Схема експериментальної установки. S – лазер; BDP1, BDP2 – поляризаційні дільники променя; P1, P2, P3 – поляризатори; O1, O2, O3, O4 – об'єктиви; BC – двовісний кристал; BS – світлоподільний кубик; OF – оптичне волокно, CCD1, CCD2 – CCD камери.

Поляризаційний дільник променя BDP2 використовується для об'єднання двох ортогонально поляризованих променів. За допомогою мікролінзи ОЗ (15х) ми вводимо промінь в оптичне волокно ОФ. Для довжини хвилі 0,6328 мкм волокно з діаметром серцевини 9 мкм є низькомодовим волокном, тобто в ньому може поширюватися промінь з двома сингулярностями. Промінь, що виходить з оптичного волокна, проектується лінзою О4 на світлоподільний кубик BS, з якого промені подаються на ССД камери (CCD1, CCD2).

Експериментальна установка, рис. 3.9, була використана для отримання серії зображень променя з сингулярностями, отриманими на вході та виході оптичного волокна. Для ідентифікації ОКМ ми використовували установку, рис. 6, засновану на інтерференції з опорною хвилею.

Зображення променів на вході в оптичне волокно показано на рис. 3.10а для поляризаторів Р2 та Р3 на схемі експериментальної установки на рис. 8 з паралельними площинами пропускання та на рис. 3.10б для схрещених поляризаторів. У першому випадку ми бачимо дві сингулярності, у другому – максимуми інтенсивності.

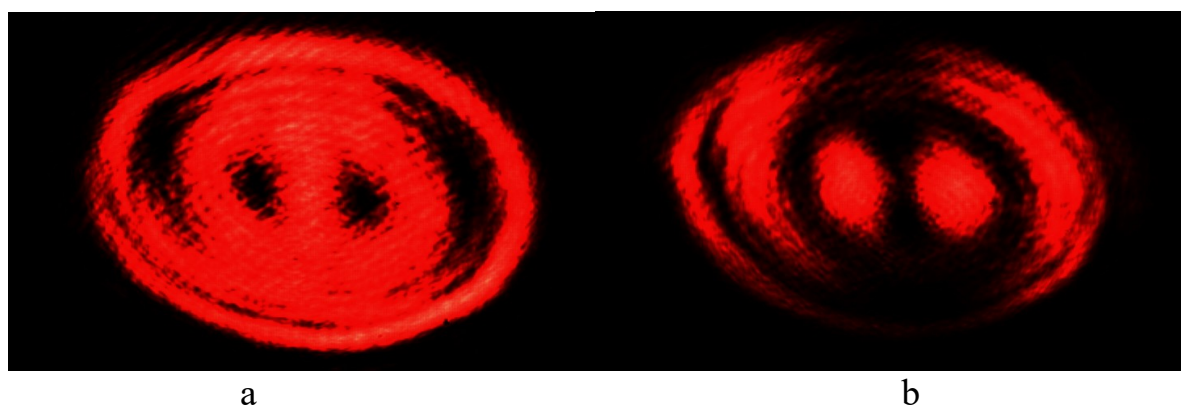


Рисунок 3.10 – Зображення променя на вході у волокно з паралельними поляризаторами (а) та схрещеними поляризаторами (б).

Таким чином, двоосьова структура призвела до розщеплення променя. Однак, коли поляризатори спрямовані вздовж однієї осі, ми спостерігаємо сингулярності. В іншому випадку, коли поляризатори орієнтовані перпендикулярно, ми маємо максимуми. Природно, що обидва випадки можна

пов'язати з коноскопічною дифракцією, показаною на рис. 3.6. Додаткові дослідження експериментальної установки на рис. 3.7 підтвердили наявність двох сингулярностей оптичного променя.

Отже, ми розглянули структуру сингулярностей на вході оптичного волокна. Далі у волокні поширюються оптичні вихори. Природно, виникають питання стійкості сингулярностей, загасання та зміни їхньої форми. З іншого боку, як ми обговорювали в розділах 1 і 2, поширення ОВ у вільному просторі принципово відрізняється від поширення в оптичному волокні. В обмеженій структурі ОВ має бути побудований з власних мод. Це можуть бути векторні моди TE_{lm} , TM_{lm} , HE_{lm} та EH_{lm} , суперпозиція яких, враховуючи граничні умови, призводить до генерації векторних променів з певним топологічним зарядом. Але, на нашу думку, лінійно поляризовані моди, такі як LP, повинні відігравати особливу роль у генерації ОВ у слабокерованих волокнах. Якщо подивитися на рисунок 1.5, то походження цього твердження стає зрозумілим. Ці моди самі по собі сильно нагадують ОВ.

На рис.3.11 представлено зображення лівої сингулярності для поляризацій 0° , 90° (кути між площинами пропускання поляризаторів P2 та P3) та кругової

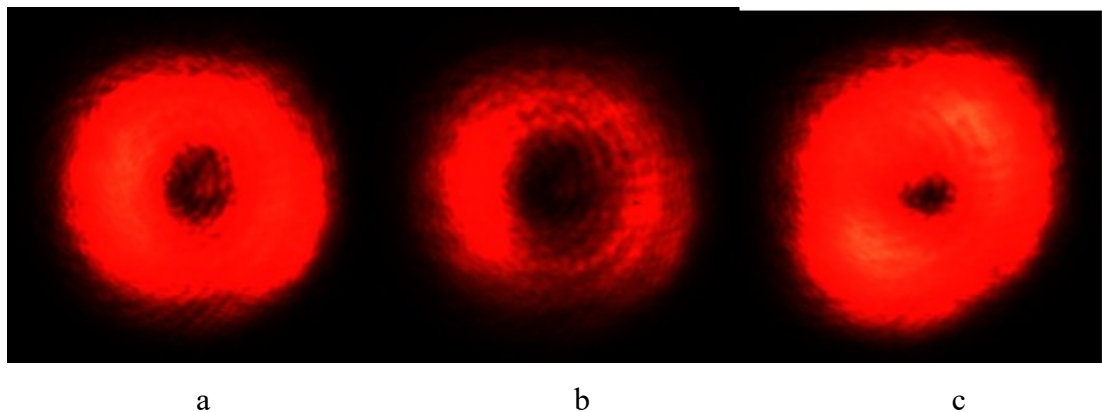


Рисунок 3.11 – Зображення налаштоване на ліву сингулярність з поляризаціями 0° (a), 90° (b) та сингулярною (круговою) (c).

Як видно з рис. 3.11, кут 90° відповідає не повному перетину поляризаторів 7 та 8, а лише близькому до нього (щоб дозволити спостереження мінімальної інтенсивності променя). Ліва сингулярність була

виділена шляхом налаштування волокна на його найчіткіше зображення. В результаті було отримано досить якісні зображення сингулярностей для всіх трьох поляризацій променя.

На рис. 3.12 показано зображення правої сингулярності для поляризацій 0° , 90° (кути між площинами пропускання поляризаторів P2 та P3) та кругової. Для правої сингулярності маємо ситуацію, подібну до лівої сингулярності.

На рис. 3.13–14 представлені обидві сингулярності для поляризацій 0 , 45 , 90 (кути між площинами пропускання поляризаторів P2 та P3) та кругової (правої та лівої). З цих рисунків видно, що одна сингулярність поширюється у волокні краще, ніж дві одночасно. Це вказує на те, що в одній сингулярності апертури вхідного променя у волокно краще узгоджені, а для двох сингулярностей вхідна апертура занадто мала. Хоча на рис. 3.13(b) та 3.14(c) промені мають форму, що нагадує «вісімку». Це вказує на те, що під час поширення у волокні області з сингулярностями є більш стабільними (менше руйнуються). Це вказує на ефективність використання променів з сингулярностями.

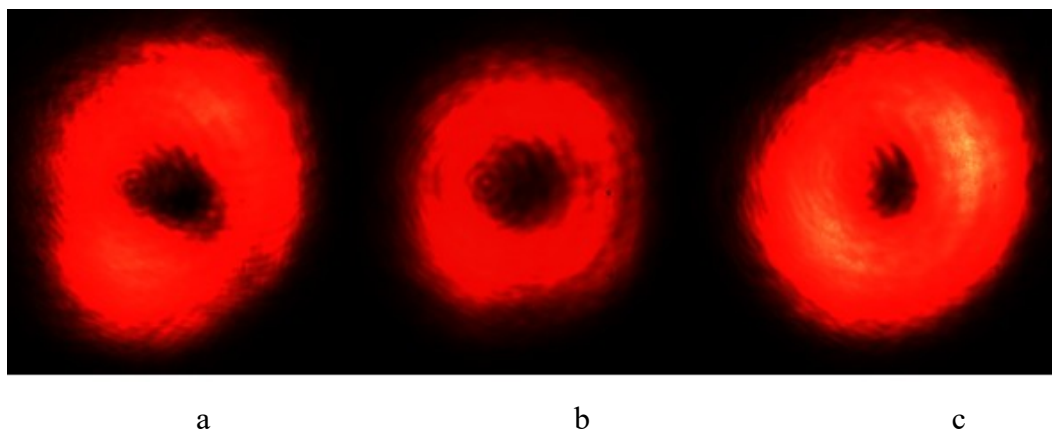


Рисунок 3.12 – Зображення налаштоване на праву сингулярність з поляризаціями 0° (a), 90° (b) та сингулярною (круговою) (c).

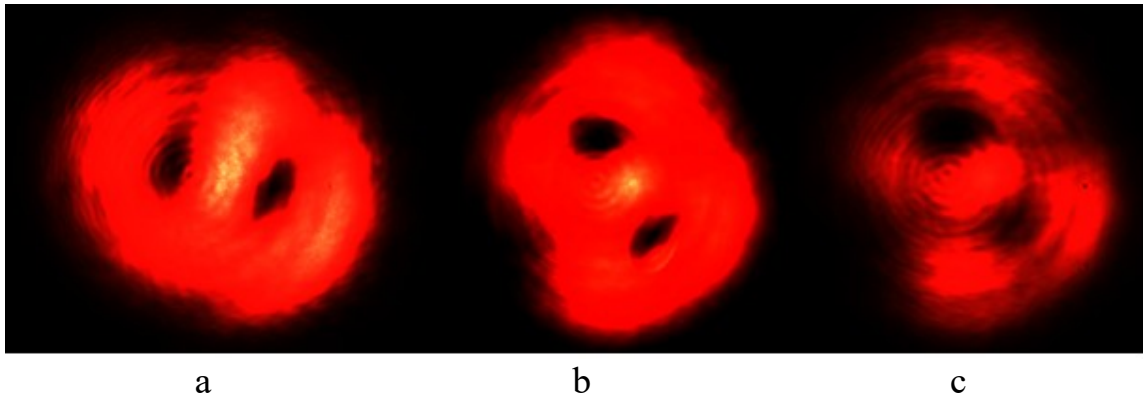


Рис. 3.13. Зображення налаштоване на обидві сингулярності з поляризаціями 0° (a), 90° (b) та сингулярною (круговою) (c).

На рисунку 3.15(a) показано зображення на виході волокна для променя, якщо на вході є кристал між двома перекрестними поляризаторами. Зображення схоже на двомодове, його середина не спотворена, тому такий промінь також можна вважати перспективним для використання.

На рисунку 3.15(b) видно, що введення еліптичної поляризації променів призвело до значної конвергенції сингулярностей на виході волокна. Цей ефект можна використовувати для пастки самозвідної пастки.

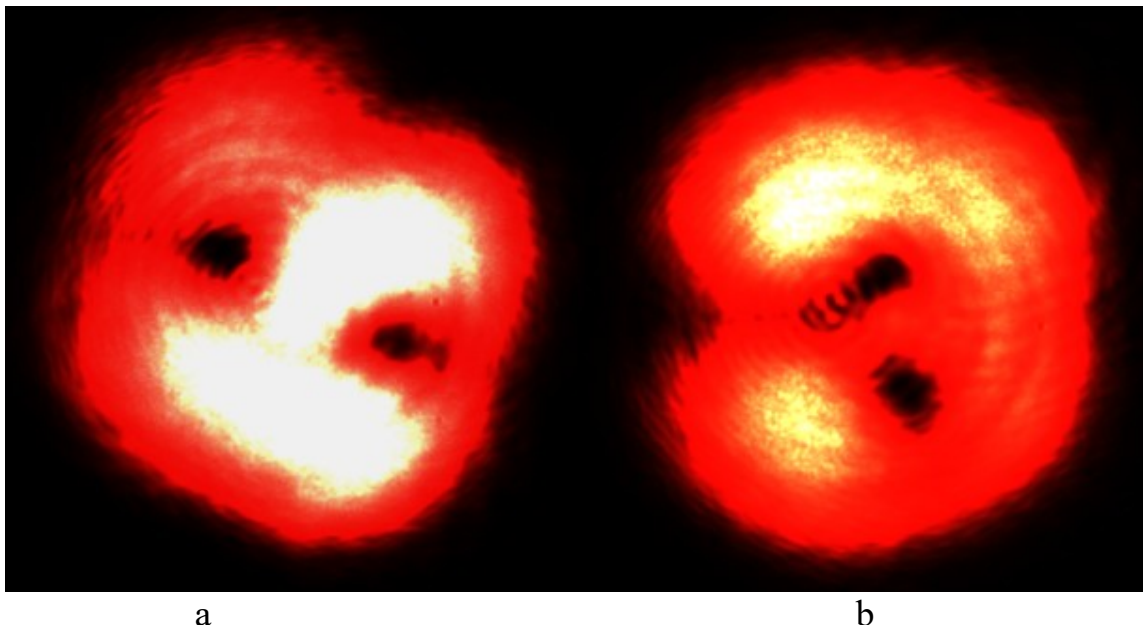


Рис. 3.14 – Зображення налаштовані на сингулярність з круговою поляризацією $+$ (a) та з круговою поляризацією $-$ (b).

З отриманих зображень можна судити про можливість створення мультиплексора ОАМ на основі двовісного кристала. Зображення на виході

волокна мають високу інтенсивність (за винятком поляризації під кутом 90°), що свідчить про високу ефективність такої системи.

Основною проблемою було введення променя у волокно, і враховуючи, що для мультиплексора потрібно буде вводити кілька променів одночасно, ця проблема може стати ще гострішою. Однак отримання чітких зображень сингулярностей та той факт, що двовісний кристал може працювати для будь-якої довжини хвилі, робить розробку такої технології досить перспективною.

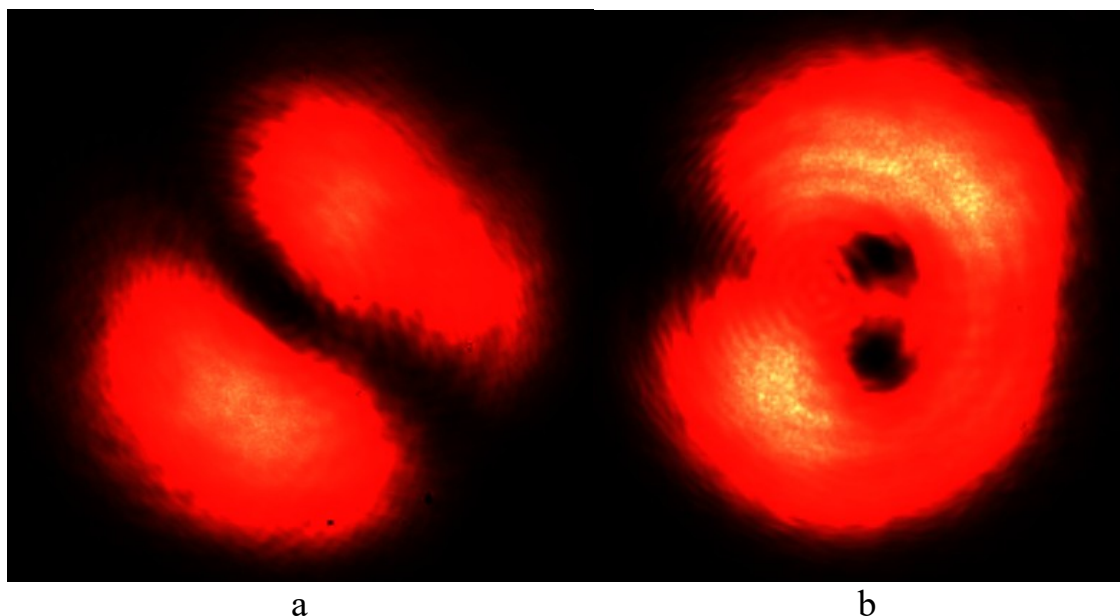


Рис. 3.15 – Зображення налаштоване на обидві сингулярності з еліптичною поляризацією для схрещених поляризаторів (a); на обидві сингулярності для другого променя (b).

Таким чином, у виконаній експериментальній схемі двовісна сендвіч-структура, розміщена на вході оптичного волокна, забезпечує формування просторово розділених фазових сингулярностей першого порядку. Їх наявність та топологічні властивості підтверджено за допомогою коноскопічної та інтерференційної діагностики. Встановлено, що характер просторового розподілу поля на вході волокна визначається взаємною орієнтацією поляризаторів у структурі, що приводить або до формування вихрових мінімумів інтенсивності, або до появи максимумів без вираженої сингулярної структури.

Під час поширення у низькомодовому оптичному волокні сформовані фазові сингулярності зберігаються на довжині волокна, що використовується в експерименті. Просторовий профіль вихрових компонент поля на виході волокна демонструє залежність від поляризаційного стану вхідного випромінювання. Зокрема, для лінійних станів поляризації спостерігається асиметрія розподілу інтенсивності, тоді як для кругової поляризації формуються більш симетричні вихрові структури.

Експериментальні результати свідчать, що у випадку одночасного введення двох сингулярностей просторовий розподіл поля на виході волокна зазнає помітних деформацій, пов'язаних з обмеженою апертурою введення та частковим збудженням конкуруючих власних мод волокна. Натомість введення одиночної сингулярності забезпечує кращу просторову стабільність вихрової структури, що узгоджується з умовами модового узгодження у слабкокерованому волоконному світловоді.

Введення еліптичної поляризації призводить до перерозподілу інтенсивності між вихровими компонентами та зменшення просторової відстані між сингулярностями на виході волокна. Така поведінка поля вказує на можливість керування взаємодією сингулярностей за рахунок зміни поляризаційного стану без модифікації геометрії волоконно-оптичної системи.

Отримані результати дозволяють зробити висновок про визначальну роль поляризаційних умов введення та модового складу волокна у формуванні та еволюції оптичних вихорів у хвилеводному середовищі, що є необхідною передумовою для подальшого аналізу поляризаційно-керованих схем обробки ОКМ-мод.

3.3 Висновки до розділу 3

У розділі 3 теоретично обґрунтовано, чисельно змодельовано та експериментально підтверджено механізми формування фазових сингулярностей і оптичних вихорів при поширенні світлового пучка вздовж оптичних осей двовісних анізотропних структур та реалізовано їх кероване

введення у волоконно-оптичну систему. Встановлено, що в досліджуваній конфігурації формуються сингулярності з топологічним зарядом ± 1 , при цьому сумарний топологічний індекс поля дорівнює $+2$ і зберігається при зміні геометричних параметрів системи.

Змодельовано просторові розподіли інтенсивності та фази електромагнітного поля для товщини анізотропного шару $L = 10\text{--}200$ мкм. Розраховано, що градієнт інтенсивності ($G = \Delta I / \Delta x$), який визначає величину градієнтної сили, монотонно зростає зі збільшенням товщини кристала та зі зменшенням поперечного масштабу локалізації сингулярності. Отримано, що при зменшенні площі локалізації з 10^{-8} до 10^{-20} (а.о.)² крутизна інтенсивнісного профілю зростає на порядок і більше при незмінному топологічному заряді, що підтверджує можливість керування величиною локальних оптичних сил без зміни топологічних характеристик поля.

Розроблено та виготовлено поляризаційно-керовану структуру типу «поляризатор – анізотропний шар – поляризатор» на основі плівки ПЕТ товщиною 74 мкм з двопронизаломленням $\Delta n = 0,085$ ($\lambda = 632,8$ нм), яка забезпечує генерацію сингулярностей першого порядку. Експериментально підтверджено їх існування інтерференційним методом. Виготовлено та досліджено волоконно-оптичну схему з низькомодовим волокном довжиною 1 м і діаметром серцевини 9 мкм; доведено збереження фазових сингулярностей при поширенні. Встановлено, що зміна орієнтації поляризаторів у межах $0^\circ\text{--}90^\circ$ забезпечує керовану трансформацію просторової структури та положення сингулярностей на виході волокна.

РОЗДІЛ 4. ГЕНЕРАЦІЯ ВИХОРІВ В ОПТИЧНИХ ВОЛОКНАХ ДЛЯ STED-МІКРОСКОПІЇ

STED-мікроскопія – метод надроздільної здатності, який використовує структуроване світло для подолання дифракційної межі. Ключовим є пучок збідненої форми у вигляді бублика, зазвичай генерований оптичними вихровими модами. Порівняння ступінчастих та GRIN-волокон показало, що ступінчасті волокна простіші, але мають вищу міжмодову дисперсію та чутливість до збурень, тоді як GRIN-волокна забезпечують стабільніші моди, краще просторове обмеження та ефективне двомодове поширення для довжин хвиль збудження та збідненої області, що робить їх більш придатними для компактних волоконно-інтегрованих STED-систем [106].

4.1. Волокна для STED-пучків

STED-мікроскопія – це метод візуалізації з надвисокою роздільною здатністю, який перевершує дифракційну межу шляхом просторового зменшення флуоресценції в цільових областях за допомогою сформованого променя зменшення, зазвичай вихрового променя з центральним нулем інтенсивності [107,108]. Продуктивність STED-мікроскопії критично залежить від якості променя та стабільності цього променя зменшення, який повинен підтримувати висококонтрастну форму пончика, щоб обмежити флуоресценцію субдифракційними об'ємами.

У традиційних реалізаціях вихрові промені генеруються за допомогою оптичних компонентів у вільному просторі, таких як просторові модулятори світла (SLM), спіральні фазові пластини або q-пластини [28,109]. Однак ці компоненти є громіздкими, чутливими до вирівнювання та непридатними для інтеграції в компактні або *in vivo* системи. Щоб вирішити ці обмеження, оптичні волокна, здатні проводити світло на великі відстані з високою просторовою когерентністю, все частіше досліджуються як платформа для генерації та подачі структурованих світлових променів для STED-мікроскопії

[30,31].

Ефективність волоконних STED-систем залежить від здатності волокна підтримувати стабільні спрямовані моди, особливо ті, що здатні нести орбітальний кутовий момент, такі як LP (лінійно поляризовані) моди та їх суперпозиції. Серед них сімейство мод часто використовується для синтезу оптичних вихорів, необхідних для формування “пончикових” пучків пригнічення. Тому порівняльний аналіз різних типів оптичних волокон, включаючи градієнтно-індексні волокна (волокна з градієнтним показником заломлення) з параболічним профілем показника заломлення та крокові волокна в рамках наближення слабкого напрямлення, є необхідним для оцінки їхньої придатності у забезпеченні стабільності мод та формування пучка, що вимагається для високороздільної STED-мікроскопії.

Волокна зі ступінчастим показником заломлення характеризуються різким контрастом показників заломлення між серцевиною та оболонкою. Така проста структура підтримує кілька мод, залежно від діаметра серцевини та числової апертури. У волокнах зі слабким напрямленням (weakly guiding step-index fibers) різниця показників заломлення є малою, що дозволяє використовувати скалярне наближення та класифікацію мод [50]. Хоча волокна зі слабким напрямленням забезпечують аналітичну простоту та добре вивчену структуру мод, вони схильні до модової дегенерації. Зокрема, майже вироджені моди типів HE , EH , TE та TM можуть взаємодіяти під дією збурень, таких як вигин або флуктуації показника заломлення, що призводить до спотворення профілю вихрового променя [32]. Крім того, волокна зі ступінчастим показником заломлення мають відносно високу міжмодову дисперсію, що обмежує їхню здатність підтримувати когерентні суперпозиції мод, необхідні для генерації вихорів із високою чистотою. Це створює труднощі для реалізації ультрашвидких STED-систем, де розширення імпульсів і модова нестабільність знижують роздільну здатність зображення. Хоча методи перетворення мод, такі як довгофокусні ґратки або модо-селективні з’єднувачі, можуть використовуватися для збудження окремих мод, їхня ефективність обмежується

внутрішньою модовою нестабільністю самого волокна.

У результаті GRIN-волокна забезпечують стабільне, маловтратне поширення кількох мод на великі відстані, навіть за умов вигину або механічного навантаження [33,110]. Важливо, що GRIN-волокна забезпечують кращу модову роздільність порівняно з волокнами зі ступінчастим показником. Це зменшує міжмодове зв'язування та допомагає зберегти просторову фазову структуру вихрових променів. Для STED-мікроскопії це означає більш стабільний та надійний промінь виснаження у формі «бублика» на виході з волокна. У поєднанні з відповідними елементами перетворення мод – такими як волоконні ґратки, звуження або photonic lanterns (фотонні ліхтарі) – GRIN-волокна здатні генерувати моди з орбітальним моментом імпульсу високої чистоти з коефіцієнтами загасання понад 17,5 дБ та ефективністю перетворення мод вище 98% [33]. Крім того, параболический профіль показника заломлення мінімізує диференційну групову затримку між модами, зберігаючи часову когерентність у системах з імпульсним випромінюванням – це критично важливо для реалізацій STED з часовою селекцією або на фемтосекундних імпульсах. GRIN-волокна також мають високу механічну гнучкість і сумісні з компактними оптичними системами, що робить їх придатними кандидатами для ендоскопічної та *in vivo* STED-мікроскопії.

Генерація вихрових променів у волоконній оптиці зазвичай передбачає когерентне збудження певних *LP*-мод із фазовим зсувом $\pi/2$ для синтезу азимутально змінних фазових профілів. Такі *LP*-моди апроксимують векторні моди волокна — справжні власні моди, що характеризуються чітко визначеною поляризацією та просторовим розподілом поля. Забезпечуючи точний контроль амплітудних і фазових співвідношень між цими векторними модами, можна генерувати стабільні вихрові промені з потрібними властивостями орбітального кутового моменту для передових застосувань, зокрема STED-мікроскопії. Цей підхід ґрунтується на точному збудженні мод і мінімальному міжмодовому зв'язуванні під час поширення.

GRIN-волокна забезпечують більш надійну генерацію таких променів

завдяки стабільним профілям мод і зменшеній модовій дисперсії. Для моделювання еволюції вихрових променів у волокнах із параболічним профілем показника заломлення можна використовувати аналітичні описи, що ґрунтуються на модах LG [111]. Нещодавні теоретичні дослідження також виявили в GRIN-волокнах так звані «моди гармонійного руху» (harmonic motion modes), які демонструють пульсуючі або обертові інтенсивнісні структури, що можуть впливати на поведінку вихрових променів під час поширення [112].

Хоча волокна зі слабким направленням забезпечують аналітичну зручність при розрахунках, їхня обмежена модова роздільність і підвищена чутливість до збурень роблять їх менш придатними для високороздільних STED-систем без додаткових механізмів стабілізації. Волокна зі ступінчастим показником заломлення демонструють помірні характеристики, однак страждають від значнішої міжмодової дисперсії. На відміну від них, GRIN-волокна становлять збалансоване рішення, поєднуючи високу точність відтворення променя, можливість компактної інтеграції та сумісність як із безперервними, так і з імпульсними режимами роботи STED-мікроскопів.

4.2 Принципи та методи STED-мікроскопії

Сутність STED-мікроскопії полягає в концепції просторового контролю флуоресценції флуорофорів для зменшення ефективного розміру функції розсіювання точки (PSF, Point Spread Function), яка в звичайній мікроскопії обмежена дифракцією приблизно до половини довжини хвилі світла ($\sim 200\text{--}250$ нм для видимого спектра) [108]. Згідно з законом Аббе, це обмеження задається рівнянням (1.1), але STED-мікроскопія обходить це обмеження за допомогою другого, точно сформованого лазерного променя, який пригнічує флуоресценцію у вибраних регіонах фокусної плями збудження, тим самим звужуючи ефективну область, з якої детектується флуоресценція. Техніка STED передбачає використання щонайменше двох лазерних променів: одного для збудження і іншого для пригнічення. Промінь збудження, зазвичай імпульсний, переводить флуорофори з основного стану в збуджений, так само, як у

звичайній флуоресцентній мікроскопії. Майже одночасно або з невеликою затримкою застосовується другий лазерний промінь – STED-промінь. Цей промінь настраюється на довжину хвилі, довшу за довжину хвилі емісії, і призначений для індукції стимульованої емісії у флуорофорів, змушуючи їх повертатися в основний стан без випромінювання флуоресцентного фотона. Важливо, що STED-промінь просторово модульований, часто у формі пончика з нульовою інтенсивністю в центрі, так що лише флуорофори в самому центрі плями збудження залишаються не збудженими і можуть флуоресцювати. Цей селективний механізм пригнічення флуоресценції звужує фокусний об'єм, ефективно зменшуючи PSF і підвищуючи роздільну здатність.

Покращення роздільної здатності в STED-мікроскопії не є бінарним (тобто не має лише двох станів — «є» або «немає» покращення), а радше залежить від інтенсивності збідненого променя. Ефективна роздільна здатність d_{sted} масштабується обернено пропорційно квадратному кореню з інтенсивності STED-променя I , згідно з рівнянням:

$$d = \frac{d_0}{\sqrt{1 + I/I_s}}, \quad (4.1)$$

де d_0 – дифракційно-обмежена роздільна здатність, а I_s – інтенсивність насичення, необхідна для зменшення флуоресценції на 50%. Таким чином, теоретично, нескінченно висока роздільна здатність можлива з нескінченно високою інтенсивністю STED. Однак на практиці такі обмеження, як фотознебарвлення, фототоксичність та оптичні аберації, накладають обмеження на корисну потужність виснаження [108].

4.2.1 Конфігурація STED-системи

У системах STED-мікроскопії волоконно-оптичний тракт є критичним елементом, що визначає якість передавання променів збудження та збіднення. Традиційно для таких систем використовуються GRIN волокна, які забезпечують ефективне фокусування та передачу світла завдяки плавній зміні показника заломлення від центра до оболонки. Використання GRIN-волокон

дозволяє мінімізувати дисперсійні спотворення та втрати при передачі високопотужних імпульсів, що особливо важливо для точного накладання променів у STED-схемах [9].

Однак, при реалізації STED-систем, де критичним є збереження стану поляризації світла, все більшого поширення набувають поляризаційно-зберігаючі (PM) волокна. Такі волокна підтримують стабільний стан поляризації завдяки навмисному введенню анізотропії в структуру серцевини, що мінімізує перехресну моду між ортогональними станами поляризації [113]. Це дозволяє зберігати симетрію модового профілю STED-променя, що критично для формування темної центральної області (donut beam) і підвищення просторової роздільної здатності.

Схематичне представлення реалізації STED-системи наведено на рисунку 4.1 [110]. У цій конфігурації флуорофори збуджуються лазером із довжиною хвилі 485 нм, тоді як для стимульованого пригнічення флуоресценції (depletion) використовується лазер із довжиною хвилі 585 нм. Обидва лазери працюють із частотою повторення 20 МГц.

STED-промінь (585 нм) просторово модифікується за допомогою просторового світлового модулятора (SLM) для формування модового профілю PM01. Сформований промінь далі розділяється поляризаційним світлороздільником (PBS) на дві гілки інтерферометра Маха–Цендера. В одну з гілок введено призму Дова, яка забезпечує обертання просторового модового профілю та створює темпоральну затримку 74 пікосекунди. Отримані STED-промені, що зберігають свої поперечні модові структури та орієнтації поляризації (позначені чорними стрілками на схемі), знову об'єднуються за допомогою другого PBS та вводяться у двометрове PM оптичне волокно. Застосування PM-волокна забезпечує стабільне передавання оптичних променів із контрольованим станом поляризації, що є критично важливим для підтримання фазової стабільності та відтворюваності просторового профілю STED-променя на виході.

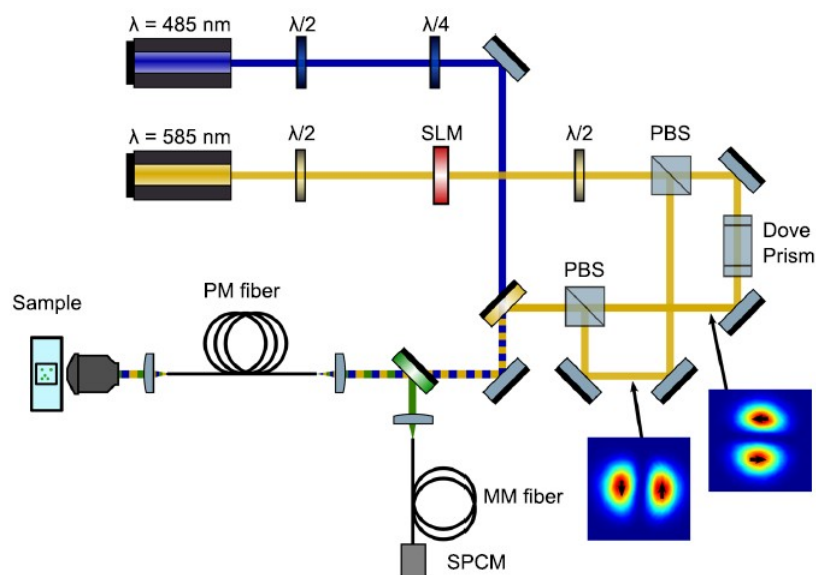


Рисунок 4.1. Схема STED-мікроскопії з використанням РМ-волокна.

Для точного контролю поляризації збуджувальний промінь пропускається через комбінацію чвертьхвильової та півхвильової пластин, після чого об'єднується зі STED-променем за допомогою високопропусного дихроїчного дзеркала. Після виходу з волокна обидва промені, збуджувальний і STED, колімуються та фокусуються на флуоресцентний зразок за допомогою об'єктива з високою числовою апертурою ($NA = 1.4$, імєрсія в олії). Цей самий об'єктив також збирає емісійне флуоресцентне випромінювання, яке далі знову колімується та направляється через те саме РМ-волокно. Дихроїчне дзеркало використовується для відокремлення флуоресцентного сигналу від спільного оптичного тракту. Випромінювання потім проходить через пару хроматичних фільтрів, після чого фокусується у вхід багатомодового (ММ) волокна та детектується за допомогою модуля підрахунку окремих фотонів (SPCM). Ефективна реалізація STED-мікроскопії вимагає високої стабільності та узгодження кількох ключових компонентів системи. Зокрема, високоякісні лазерні джерела з точним часовим та просторовим керуванням є необхідними для імпульсного STED, де тимчасове узгодження між збуджувальним і збуджувальним імпульсами має бути надзвичайно точним. Просторові світлові модулятори або фазові пластини використовуються для генерації потрібних

профілів променів – зазвичай “пончикоподібного” (donut-shaped) для 2D-STED, або складніших просторових розподілів у 3D-STED, що дозволяє підвищити аксіальну роздільну здатність. Для досягнення максимальної ефективності фокусування та збору слабких флуоресцентних сигналів використовуються об’єктиви з високою числовою апертурою, тоді як вибір флуорофорів є не менш важливим: вони мають характеризуватися високим квантовим виходом, фотостійкістю при високих інтенсивностях освітлення та високою ефективністю стимульованого випромінювання.

У наведеної конфігурації (рисунок 4.1) STED-мікроскопії використовується РМ волокно для стабільної передачі збуджувального та STED-променів із контрольованою поляризацією. Просторове формування STED-променя за допомогою SLM та управління фазовим профілем через інтерферометр дозволяє точно формувати модові структури, критично важливі для високої просторової роздільної здатності. Високоякісні лазерні джерела, об’єктиви з високою числовою апертурою та оптимальні флуорофори забезпечують ефективне збудження та колекцію флуоресценції, мінімізуючи фотопшкодження та фотоблічінг (photobleaching). Така конфігурація дозволяє досягати високої повторюваності та надійності результатів STED-мікроскопії в 2D та 3D режимах.

Таким чином, GRIN-волокна більш придатні для ефективної передачі оптичної потужності та просторової стабільності променя, тоді як РМ-волокна є оптимальними для збереження поляризаційних характеристик і підвищення стабільності фазового фронту у високоточних STED-конфігураціях. У сучасних реалізаціях STED-систем часто використовується комбінація обох типів волокон: GRIN-сегмент для формування і транспортування променя, та РМ-сегмент для точного контролю поляризації і фазового узгодження.

4.2.2 Переваги та виклики STED-систем

За останні роки було розроблено кілька варіантів STED-мікроскопії. 2D-STED переважно покращує латеральну (XY) роздільну здатність, тоді як 3D-

STED додатково забезпечує осьове (вздовж Z-напрямку) придушення флуоресценції (деплецію), що дає змогу загострити об'єм зображення у трьох вимірах. Часово-затримана STED-техніка (time-gated STED) використовує затримане свічення флуорофорів після STED-імпульсів, фільтруючи небажану фонову флуоресценцію й підвищуючи роздільну здатність [107]. STED-мікроскопію живих клітин також стало можливим завдяки удосконаленню хімії флуорофорів та оптимізації інтенсивностей лазерів з метою мінімізації фотопошкодження [9].

Відомо, що STED-мікроскопія дає кілька суттєвих переваг. Вона забезпечує надроздільне зображення в реальному часі з просторовою роздільною здатністю до $\sim 20\text{--}30$ нм, що дозволяє візуалізувати субклітинні структури та розподіли молекул, які недоступні для дифракційно-обмежених технік [17]. На відміну від деяких інших методів надроздільного зображення, STED не покладається на стохастичні процеси чи алгоритми післяобробки: роздільна здатність визначається оптично під час зйомки [108]. STED також сумісна з багатокольоровим зображенням, що дозволяє одночасно спостерігати різні біологічні мішені з нанометровою точністю.

Хоча волокна GRIN та волокна PM виконують різні функції, формування променя та контроль поляризації відповідно відіграють вирішальну роль в оптимізації продуктивності мікроскопії STED. Волокна GRIN досягають успіху в підтримці якості променя завдяки індивідуально налаштованим профілям індексу заломлення, тоді як волокна PM забезпечують стабільні стани поляризації, що є вирішальним для стабільної генерації вихрового променя. Більшість волокон PM мають ступінчастий, а не градієнтний індекс заломлення. Однак теоретично можна було б розробити волокно PM як GRIN, але такі волокна не є стандартними та використовуватимуться лише в спеціалізованих застосуваннях. Тому, якщо не йдеться про дуже специфічне, спеціально розроблене волокно, неправильно стверджувати, що PM-волокно є GRIN-волоконном.

Основним викликом під час передавання вихрових пучків через оптичне

волокно є збереження модової чистоти та стабільності фазової структури. Механічні коливання, зміна температури або мікрозгини волокна можуть призводити до модових перетворень і втрати фазової когерентності пучка. Поляризаційно-зберігаючі (PM) волокна, створені для підтримання лінійної поляризації, показали ефективність у стабілізації вихрових мод. Їх робота ґрунтується на штучному двоприменезаломленні, яке вводиться у структуру волокна через напружені вставки (типу Panda або Bow-tie) чи еліптичний сердечник. Двоприменезаломлення усуває виродження поляризаційних мод і зменшує взаємне перетворення між ними при зовнішніх збуреннях [113]. Двоприменезаломлення стабілізує поляризаційну компоненту вихрового пучка, однак може спричиняти різницю фазових і групових затримок, що з часом викликає спотворення фазового профілю. Для вихрових пучків із порядком $l > 1$ виникає додаткова топологічна модова дисперсія, яка зумовлює часові спотворення імпульсів і потребує компенсації, особливо у високошвидкісних або імпульсних STED-системах.

Закручування або асиметрія волокна також впливають на стабільність вихрових мод. Дослідження показали, що при певній швидкості закручування осей двоприменезаломлення можна компенсувати фазові зсуви, що виникають унаслідок анізотропії, зберігаючи чистоту вихрових станів на значних відстанях передавання. Важливу роль відіграє також профіль показника заломлення. Якщо традиційні PM-волокна мають ступінчасту структуру, сучасні градієнтно-індексні (GRIN) та кільцеві (ring-core) волокна демонструють кращу селективність за модами та нижчі втрати. Перспективним напрямом є гібридні конструкції, які поєднують високе двоприменезаломлення з кільцевим профілем, забезпечуючи ефективну передачу OAM-станів та мінімальне міжмодове змішування.

GRIN-волокна, завдяки своєму параболічному профілю показника заломлення, забезпечують самофокусування світлового пучка та зменшення модової дисперсії, що є корисним для стабільного транспортування деплеційного променя з тороїдальним профілем інтенсивності [8]. Водночас

PM-волокна використовуються у випадках, коли критично важливо зберігати орієнтацію поляризації, особливо для лінійно поляризованих збуджувальних або деплеційних пучків [113].

З огляду на специфічні вимоги STED-мікроскопії — стабільність модової структури, мінімізацію втрат потужності та точність відтворення фази вортекс-пучка — доцільним є порівняння характеристик обох типів волокон. Нижче наведено узагальнену таблицю 4.1, яка демонструє основні оптичні, модові та функціональні відмінності між GRIN- та PM-волокнами, а також їхні переваги та обмеження при використанні у STED-системах.

Таблиця 4.1 – Порівняльні характеристики GRIN- та PM-волокон у STED-системах

Критерій	GRIN-волокно	PM-волокно (поляризаційно- зберігаюче)
Профіль показника заломлення	Градiєнтний (параболічний) профіль у радіальному напрямку].	Ступінчастий профіль із внутрішньою біферінгентністю для підтримки поляризації .
Модове змішування / стабільність	Самофокусування променів і зменшення модової дисперсії [Jacomme1975] [115].	Одномодова або маломодова передача; орієнтована на стабільність поляризації .
Поляризаційна стабільність	Не призначене для збереження поляризації; можливі коливання [116].	Забезпечує стабільне збереження поляризації навіть при механічних збуреннях [113].

Застосування в STED-системах	Оптимальна доставка вортекс-пучків у компактних або ендоскопічних системах.	Підходить для систем, де критичне збереження поляризації деплеційного променя .
Потенційні обмеження	Обмежене керування поляризацією .	Менша гнучкість у формуванні складних модових структур; вища вартість .
Переваги для формування вортекс-пучків	Параболічний профіль покращує стабільність і форму променя [33].	Висока точність для поляризаційно-чутливих систем [117].

У наступному розділі наведено порівняльний аналіз волокон GRIN з різними профілями поперечного показника заломлення, зосереджуючись на їхній ефективності в підтримці оптимального формування та стабільності променя, що є критично важливим для високопродуктивної STED-мікроскопії.

4.3 Градієнтно-індексні та ступінчасті волокна для STED-мікроскопії

Оптичні волокна GRIN пропонують унікальні характеристики поширення завдяки своєму радіально змінному профілю показника заломлення. Ключовою особливістю таких волокон є підтримка скалярних мод, які апроксимують справжні векторні моди за умов слабкого наведення. У цих волокнах показник заломлення серцевини поступово зменшується від центру до оболонки, зазвичай дотримуючись параболічного або степеневого профілю. При слабко наведеному наближенні (тобто, коли різниця показників заломлення серцевини та оболонки мала), повні векторні хвильові рівняння зводяться до скалярних хвильових рівнянь. У цьому режимі розв'язки хвильового рівняння добре апроксимуються лінійно поляризованими (LP) модами [14]. Ці моди класифікуються за радіальними та азимутальними номерами мод і відіграють вирішальну роль у розумінні поширення світла в багатомодових волокнах

GRIN. Загальним профілем показника заломлення для волокна GRIN є профіль, який задається формулою:

$$\begin{aligned} n(r) &= n_0 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{\rho} \right)^g \right]^{1/2}, & r < \rho, \\ n(r) &= n_{cl}, & r > \rho \end{aligned} \quad (4.2)$$

де $\Delta = \frac{1}{2}(1 - n_{cl}^2/n_0^2)$ містить n_0 , що є максимальним показником заломлення у волокні, а n_{cl} – показник оболонки, ρ – радіус серцевини, g – показник профілю. Окремий випадок волокон GRIN, де показник заломлення відповідає параболічному профілю. Це відбувається, коли показник профілю $g = 2$ у наведеній вище формулі. Це забезпечує оптимальну продуктивність для мінімізації модальної дисперсії в багатомодових волокнах. Поряд з цими випадками доречно розглянути випадок волокна з лінійним профілем ($g = 1$), який є більш складним і не має точного розв'язку. Для волокна зі ступінчастим профілем показника заломлення рівняння (2.3) змінюється на $n(r) = n_0$, $r < \rho$.

4.3.1 Основні рівняння

Основні рівняння були детально проаналізовані в розділі 2. Проте, з огляду на специфіку методики STED, доцільно здійснити їх повторний розгляд у цьому контексті для кращого розуміння та узгодження з актуальними підходами у дослідженнях. Якщо нехтувати векторним та поляризаційним ефектами, електричне поле E (враховуючи часову залежність $e^{-i\omega t}$ та поширення хвилі вздовж осі волокна $e^{i\beta z}$) у поперечній площині волокна (тобто поперечному перерізі) задовольняє рівнянню Гельмгольца (хвильовому рівнянню):

$$\Delta_{\perp} E + (k^2 n^2 - \beta^2) E = 0, \quad (4.3)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число у вільному просторі, λ – довжина хвилі, β – стала поширення вздовж осі волокна. Розв'язки рівняння (4.3) дають керовані

моди волокна разом з їхніми відповідними константами поширення. У циліндричній геометрії аксіально-симетричного волокна з координатами (r, φ, z) шукаємо розв'язки, що описують поширення хвилі, у вигляді добутку функцій $E \propto R(r)e^{il\varphi}$, де $R(r)$ — радіальна складова, l — азимутальне число моди (ціле число). Підставляючи останній вираз у рівняння (2.4) та роблячи заміну на $\psi = r^{1/2}R(r)$, для безрозмірної змінної $y = r/\rho$, де ρ — радіус волокна, отримуємо

$$-\frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{l^2 - 1/4}{y^2}\psi - \rho^2(n^2k^2 - \beta^2)\psi = 0, \quad (4.4)$$

Далі, згідно з [50], введемо величину V (так зване V-число або нормалізована частота оптичного волокна) та U (нормалізована стала поширення) формули для яких визначаються рівняннями (2.5), (2.6). Якщо ввести числову апертуру волокна $NA = \sqrt{n_0^2 - n_{cl}^2}$, тоді V-число можна записати у вигляді $V = \rho k NA$. Використовуючи такі позначення, рівняння (4.4) можна переписати у формі

$$-\frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{(l^2 - 1/4)}{y^2}\psi + y^g\psi = U^2\psi, \quad y < 1, \quad (4.5)$$

де використовується рівняння (4. 2). Якщо виконується умова $y > 1$, тоді слід зробити заміну $y^g \rightarrow 1$. Це рівняння є аналогічним до одновимірного рівняння Шредінгера, потенціал якого містить додатковий член (друга складова у рівнянні (4.5)), що виникає через циліндричну природу волокна [50]. Цей член є аналогом потенціалу, який використовується в подібних квантово-механічних розглядах. Вираз U^2 відіграє роль енергії, значення якої визначає сталу поширення β . Як і в квантовій механіці, розв'язки хвильового рівняння (4.5) призводять до дискретного набору зв'язаних мод і континууму радіаційних мод.

4.3.2 Волокно з параболічним профілем показника заломлення

Розглянемо волокно з профільним показником $g = 2$ у рівнянні (4.5).

Волокно з параболічним профілем показника заломлення є особливим типом GRIN оптичного волокна, у якому показник заломлення в серцевині зменшується квадратично від центру до оболонки. Така конструкція забезпечує чудовий контроль над модальною дисперсією й широко використовується в багатомодових волоконних системах. Параболічний профіль показника заломлення призводить до хвильового рівняння, яке математично аналогічне двовимірному ізотропному квантовому гармонічному осцилятору [79]. Після заміни змінної в рівнянні (4.5) його можна переписати у вигляді рівняння (2.7). Це рівняння має набір власних функцій та власних значень, які визначають спектр мод оптичного волокна [50], що можна виразити рівняннями (2.8a) та (2.8b). Згідно з рівнянням (2.8b), стала поширення в слабо направляючих параболічних волокнах визначається як (2.9).

У слабо направляючих оптичних волокнах з параболічним профілем показника заломлення, певні моди мають фазові сингулярності та азимутальну фазову структуру, характерну для оптичних вихрових мод. Це робить такі волокна придатними для керування світлом з орбітальним кутовим моментом обертання.

У стандартних ступінчасто-індексних волокнах з однорідним показником заломлення серцевини та різким спадом на оболонку найнижча підтримувана мода зазвичай позначається як LP_{01} і відповідає точній векторній моді HE_{11} . Водночас у волокнах з параболічним профілем ця мода є фундаментальною та не має орбітального кутового моменту, демонструючи поперечний профіль, подібний до гаусового пучка.

Моди типу HE , EH , TE та TM вищих порядків у GRIN-волокнах з параболічним профілем підтримують вихрові розв'язки з ненульовим орбітальним кутовим моментом, що відповідає дедалі складнішим гвинтовим фазовим фронтам та кільцеподібним інтенсивнісним профілям. Наприклад, мода HE_{11} демонструє розподіл інтенсивності у вигляді «бублика» з центральною порожниною, що є характерною ознакою оптичних вихрових пучків. Проте будь-яке відхилення від симетрії, таке як вигин волокна,

виробничі дефекти чи навмисна модуляція показника заломлення, може зняти виродження між модами з однаковими ОКМ і спричинити їх зв'язування. Це критично важливо при розробці систем зв'язку на основі орбітального кутового моменту, де чистота мод необхідна для мінімізації взаємних перешкод. Таким чином, оптичні волокна з параболічним профілем показника заломлення є природним середовищем для поширення мод із орбітальним кутовим моментом, багато з яких виявляють вихрові характеристики завдяки своїй азимутальній фазовій залежності.

У мікроскопії STED бажаним є співіснування центрального гаусового (або близького до нього) збуджувального пучка та коаксіального «бубликоподібного» пучка для виснаження флуоресценції. Волокно, здатне проводити як фундаментальну моду LP_{01} , так і вищу вихрову моду (наприклад, LP_{11} або LP_{21} , має значну перевагу. Таке волокно повинно забезпечувати перетворення мод (або мультиплексування) від звичайного одномодового вхідного сигналу збудження до необхідних просторових мод і надалі зберігати чистоту мод і просторову співвісність на всій довжині поширення. Оптичні волокна з параболічним профілем показника заломлення, що є окремим типом GRIN-волокон, мають особливі переваги для мікроскопії STED завдяки спеціально підібраним модовим і дисперсійним властивостям. У таких волокнах мода LP_{01} має інтенсивнісний профіль, подібний до гаусового, що ідеально підходить для передачі збуджувального пучка з високою просторовою точністю. Водночас мода LP_{11} демонструє розподіл інтенсивності у формі «бублика», що чудово підходить для формування кільця виснаження, необхідного для підвищення роздільної здатності в STED.

Параболічний профіль показника заломлення забезпечує синусоїдальні траєкторії променів, що значно зменшує міжмодову дисперсію. Завдяки цьому як збуджувальний, так і виснажувальний пучки можуть поширюватися волокном і досягати вихідного кінця майже одночасно та з мінімальними спотвореннями. Така часово-просторова когерентність є критично важливою

для збереження точного перекриття пучків, необхідного для ефективної роботи STED-мікроскопії, що робить параболічні GRIN-волокна особливо придатними для компактних і волоконно-оптичних систем надроздільної візуалізації.

Таким чином, для створення ефективних волоконно-оптичних STED-систем можна обмежитися лише двома модами LP_{01} та LP_{11} , які збуджуються та поширюються в системі одночасно. У таблиці 1 наведено основні параметри, що визначають конфігурацію двомодової системи в STED-мікроскопії на основі оптичних волокон. У таких системах надійна та безспотворна передача як збуджувального, так і виснажувального пучків, які зазвичай вводяться у волокно в різних просторових модах (наприклад, LP_{01} та LP_{11} і на суттєво різних довжинах хвиль, вимагає ретельної оптимізації параметрів волокна. Зокрема, такі характеристики, як діаметр серцевини, числова апертура, профіль показника заломлення, перекриття модових полів і міжмодова дисперсія, повинні бути точно контрольовані для забезпечення стабільного та високоякісного поширення пучків. Як показано в таблиці 1 (див., наприклад, [33]), ці параметри мають вирішальне значення для ефективного формування виснажувального пучка та просторово-часового узгодження, що є необхідною умовою досягнення надроздільної здатності в STED-мікроскопії. Діаметр серцевини є одним із найважливіших параметрів проектування волокон для STED-систем.

Таблиця 4.2 – Ключові параметри волокна для STED-застосувань

Параметр	Типове значення / вимога	Призначення
Радіус серцевини, ρ	1,5–3 мкм (одномодове волокно) або більше для кількомодових волокон	Керує модовим складом
Числова апертура (NA) $NA = \sqrt{n_0^2 - n_{cl}^2}$	0,1–0,3 (для одномодового), до 0,5 (для кількомодового)	Впливає на роздільну здатність і розмір моди

Профіль показника заломлення	Параболічний (градієнтний) або ступінчастий	Забезпечує підтримку добре визначених LP- і ОАМ-мод
Підтримувані моди	LP_{10} і LP_{00} (або ОАМ ± 1 моди)	Передача гаусового та «бубликоподібного» пучків
V-число (V-number) $V = \rho kNA$	$\approx 2,5\text{--}4,0$ (для підтримки 2–3 мод)	Визначається розміром серцевини та NA
Довжини хвиль, λ	Збудження $\approx 488\text{--}594$ нм; виснаження (STED) $\approx 750\text{--}800$ нм	Волокно повинно підтримувати обидві довжини хвиль
Двопроменезаломлення	Низьке або збереження поляризації	Стабільна передача вихрових мод
Довжина волокна	Коротка (приблизно 10 см – кілька м)	Мінімізація змішування мод
Чистота моди	Висока	Критично важливо для формування «бублика» у виснажувальному пучку

Для одномодового режиму на довжині хвилі збудження (зазвичай 488–594 нм) типовим є діаметр серцевини в межах 3–6 мкм. Для кількомодових волокон, які підтримують як фундаментальну, так і вищі моди (або їхні ОАМ-аналогі), потрібна дещо більша серцевина, щоб забезпечити чистий двомодовий режим і водночас мінімізувати небажане змішування мод. Числова апертура (NA) визначає діапазон підтримуваних мод і впливає як на утримання моди, так і на просторову роздільну здатність. Для одномодових волокон зазвичай використовують значення NA у межах 0,1–0,3, тоді як у кількомодових волокнах для підтримки додаткових модових сімейств можуть застосовуватись вищі NA — до 0,5. У застосуваннях STED зазвичай перевагу надають параболічним профілям, оскільки вони забезпечують низьку міжмодову

дисперсію та стабільніше підтримують просторово розділені моди LP_{01} і LP_{11} або відповідні ОАМ-стани, необхідні для формування гаусового (збуджувального) та «бубликоподібного» (виснажувального) пучків. Щоб забезпечити вибірккову підтримку лише потрібних мод, слід ретельно контролювати V -число волокна. Зазвичай V у діапазоні 2,5–4,0 є достатнім для підтримки двох-трьох мод, що дозволяє реалізувати двомодову передачу без збудження мод вищого порядку. Значення V -числа визначається діаметром серцевини, числовою апертурою (NA) та робочою довжиною хвилі. Оскільки STED-мікроскопія передбачає одночасне поширення двох пучків на істотно різних довжинах хвиль – приблизно 488–594 нм для збудження та 750–800 нм для виснаження, волокно повинно підтримувати належну модову структуру на обох довжинах хвиль. Рисунок 4.2 ілюструє поперечні інтенсивнісні профілі двох LP мод, які підтримуються оптичним волокном. На лівій панелі показано розподіл інтенсивності для виснажувальної моди STED LP_{10} , розрахований для довжини хвилі 775 нм. Ця мода має характерний «бубликоподібний» профіль інтенсивності, що зумовлено ненульовим азимутальним індексом. На правій панелі наведено збуджувальну моду LP_{00} при довжині хвилі 594 нм, яка відповідає фундаментальному розподілу інтенсивності, подібному до гаусового. Обидва профілі обчислено з використанням наближення Лагерра–Гаусових мод (формула 2.8а) та подано в поперечній площині (x, y) із спільною кольоровою шкалою, що відображає нормалізовану оптичну інтенсивність $I(x, y)$. Слід зазначити, що фактична інтенсивність пропорційна $R(r)^2 \sin^2 \varphi$ ($\sin \varphi \leftrightarrow \cos \varphi$, тобто залежить від кутових компонент, які зумовлюють появу лепесткових структур у напрямку азимута. У градієнтному волокні з параболічним профілем показника заломлення кількість керованих мод залежить від нормалізованого параметра частоти V , як і у ступінчастому волокні, але масштабування відрізняється. У цьому випадку приблизна кількість керованих мод (включаючи обидві поляризації) становить $V^2/4$. У нашому прикладі значення параметра V становить 5.897, тому приблизна кількість мод не

перевищує 4 для однієї поляризації.

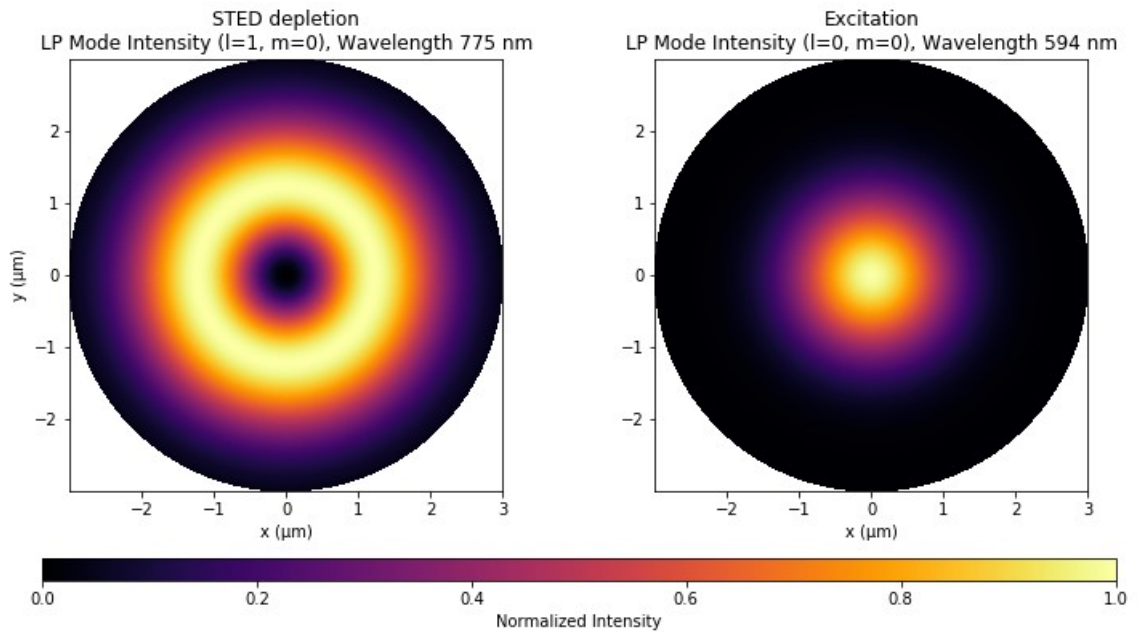


Рисунок 4.2 – Поперечні розподіли інтенсивності мод LP у волокні з параболічним профілем показника заломлення: (ліворуч) виснажувальна мода STED LP_{10} при $\lambda=775$ нм, (праворуч) збуджувальна мода LP_{00} при 594 нм. Індекс серцевини $n_0=1.48$, радіус серцевини $\rho=3\mu\text{м}$, $\Delta=0,01342$. Показано нормалізовану інтенсивність у площині (x, y) . Для обох мод використано спільну кольорову шкалу.

Якщо класифікувати моди за їх власними значеннями згідно з рівнянням (2.8b), то ланцюжок власних значень буде таким: $E_{00}=1, E_{10}=2, E_{01}=3, E_{20}=3$. Таким чином, моди вищого порядку є виродженими, вони мають однакові константи поширення і, отже, однакові фазові швидкості. Мода LP_{10} утворює кільцеподібну структуру, придатну для формування променя STED, тоді як мода LP_{00} демонструє центральний максимум, типовий для ефективного збудження.

4.3.3 Ступінчасте волокно

Корисно порівняти розподіли інтенсивності у волокнах із параболічним профілем показника заломлення та у волокнах зі ступінчастим профілем

показника заломлення за однакових параметрів у наближенні слабкого наведення. На рисунку 4.3 показано нормалізований розподіл інтенсивності мод LP_{11} і LP_{01} , що поширюються у волокні зі ступінчастим профілем показника заломлення у наближенні слабкого наведення.

Радіус серцевини становить 3 мкм, а показник заломлення серцевини – 1.48. Відносна різниця показників заломлення $\Delta = 0.01342$, що відповідає умовам слабкого наведення, за яких LP моди є прийнятним наближенням. Розглядаються дві довжини хвиль: 594 нм для збудження та 775 нм для гасіння (depletion). Це відповідає типовим умовам у мікроскопії STED, де коротша хвиля збуджує флуоресценцію, а довша — пригнічує її шляхом стимульованого випромінювання. Нормалізована частота (V-число) волокна розраховується для обох довжин хвиль за формулою $V = \rho k n_0 \sqrt{2\Delta}$, яка визначає, скільки мод може поширюватися у волокні. Для 594 нм V-число становить приблизно 7.69, а для 775 нм — близько 5.9. Обидва значення значно перевищують порогове для одномодового режиму (2.405), що свідчить про те, що волокно підтримує багато мод і працює в багатомодовому режимі. Мода LP_{01} ($l=0$, $m=1$) є фундаментальною модою, має один пік інтенсивності в центрі серцевини, є осесиметричною та ідеально підходить для фокусування збуджувального світла в центр волокна. Мода LP_{11} ($l=1$, $m=1$) має кільцеподібний профіль інтенсивності через свою кутову залежність. Вона особливо корисна в застосуваннях STED, де центральний нуль інтенсивності допомагає гасити флуоресценцію навколо зони збудження, підвищуючи просторову роздільну здатність. Електричні поля цих мод отримують із скалярного рівняння хвилі у циліндричних координатах. У межах серцевини волокна поля описуються функціями Бесселя першого роду J_l , а в оболонці — модифікованими функціями Бесселя другого роду K_l .

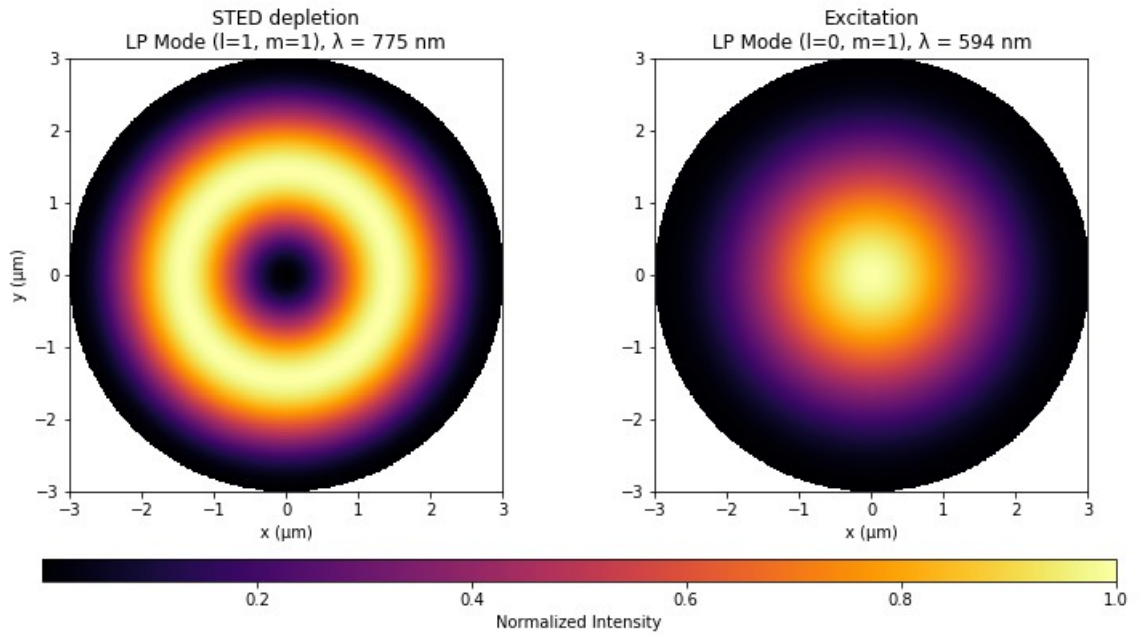


Рисунок 4.3 – Поперечні розподіли інтенсивності мод у волокні зі ступінчастим профілем показника заломлення в режимі слабого наведення: (ліворуч) – LP_{11} мода STED-гасіння при довжині хвилі 775 нм, (праворуч) – LP_{01} мода збудження при 594 нм. Показник заломлення серцевини $n_0 = 1.48$, радіус серцевини $\rho = 3$ мкм, відносна різниця показників заломлення $\Delta = 0.01342$. Графіки показують нормовану інтенсивність $I(x, y)$ у площині (x, y) . Для обох мод використано єдину кольорову шкалу.

Радіальні сталі поширення $U_{lm} = \rho \sqrt{k^2 n_0^2 - \beta_{lm}^2}$ визначаються за першим нулем функції J_l , а постійні загасання в оболонці – з виразу $w^2 = \sqrt{V^2 - U^2}$ [50]. Як і очікується, LP_{01} мода демонструє яскравий центральний пік, тоді як LP_{11} мода має темний центр, оточений яскравим кільцем, що відповідає її “бубликоподібній” (doughnut) формі.

Ці результати показують, що ретельно вибрані моди можна використовувати для формування світлових полів усередині волокна, що відкриває можливості для просунутих методів мікроскопії. Використання LP_{01} моди для збудження та LP_{11} моди для гасіння (depletion) дозволяє досягти просторового розділення зон збудження та гасіння,

що відтворює фундаментальний принцип STED-мікроскопії.

Таким чином, проведене моделювання підтверджує можливість формування потрібних мод у волокні зі ступінчастим профілем показника заломлення. Моді LP_{01} та LP_{11} забезпечують взаємодоповнювальні просторові розподіли, які ідеально підходять для збудження та гасіння у STED-мікроскопії. Запропонований метод можна розширити на інші комбінації мод або геометрії волокон, що може бути корисним для волоконних систем суперроздільної зйомки чи інтегрованих фотонних платформ.

4.3.4 Вибір оптичного волокна в STED-мікроскопії: порівняльний підхід

Вибір між цими двома типами волокон залежить від конкретних вимог застосування. Найважливіші критерії вибору наведено в таблиці 2.3. Волокна з параболічним профілем показника заломлення мають суттєві переваги для STED-мікроскопії завдяки плавній зміні показника заломлення. Такий профіль забезпечує краще формування мод, що дозволяє щільно обмежити пучок збудження, підвищуючи просторову роздільну здатність. Крім того, параболічний профіль підтримує моду гасіння з добре вираженим центральним нулем, що є ключовим для ефективного пригнічення флуоресценції. У результаті досягається краща просторова селективність між зонами збудження та гасіння, що підвищує чіткість і контраст зображення.

Таблиця 4.3 – Порівняльний аналіз

Характеристика	Волокно з параболічним профілем показника заломлення	Волокно зі ступінчастим профілем показника заломлення
STED-мода (775 нм)	Більш симетричне, плавніше кільце, виражений центральний нуль	Подібна «бубликова» форма, але менш рівномірна та з ширшим кільцем
Мода збудження (594)	Різко сфокусована,	Трохи ширший і менш локалізований

нм)	вужча гаусівська пляма	центральний пік
Утримання моди (mode confinement)	Краще просторове обмеження, особливо для збудження	Менше обмеження, ширший розподіл інтенсивності
Перекриття пучків	Більше просторове розділення між зонами збудження та гасіння	Більше перекриття через ширший профіль збудження
Підходить для STED?	Так — тісніше фокусування та чистіше кільце гасіння покращують роздільну здатність	Менш оптимальне — ширші моди знижують ефективність STED

Отже, волокно з параболічним профілем забезпечує кращий контроль над модами, що безпосередньо впливає на покращення просторової роздільної здатності в STED-мікроскопії. Щільніша мода збудження забезпечує точніше локалізування флуорофорів, тоді як чистіший центральний нуль у моді гасіння сприяє ефективнішому придушенню флуоресценції. Попри це, волокна зі ступінчастим профілем також можуть працювати в цьому контексті, однак їх менш оптимізовані розподіли інтенсивності можуть знижувати роздільну здатність і загальну ефективність STED. Щодо самих мод, різниця між волокнами є незначною, тому не можна чітко віддати перевагу лише одному типу волокна — обидва працюють подібно для певної вихрової моди. Проте фундаментальна мода в параболічному волокні є більш придатною, ніж відповідна мода в ступінчастому волокні. Водночас ступінчасте волокно, завдяки чіткішому обмеженню та вищому просторовому контрасту, може забезпечити кращий контроль інтенсивності у зонах збудження й гасіння. Градієнтно-індексне волокно, хоча й має дещо менше обмеження моди, може зменшувати модову дисперсію й забезпечувати плавніші переходи мод, що є перевагою для довгих відрізків передачі або ефективного зчеплення.

4.4 Висновки до розділу 4

У розділі 4 теоретично обґрунтовано та змодельовано процес генерації й передавання вихрових мод в оптичних волокнах для застосування в STED-мікроскопії. На основі розв'язку скалярного хвильового рівняння в циліндричній геометрії отримано модові розподіли для волокон із параболічним (GRIN) та ступінчастим профілем показника заломлення в наближенні слабкого наведення. Розраховано нормалізовану частоту (V-число) для довжин хвиль збудження 594 нм та деплеції 775 нм; при радіусі серцевини 3 мкм і відносній різниці показників заломлення $\Delta = 0,01342$ отримано $V \approx 7,69$ (594 нм) та $V \approx 5,9$ (775 нм), що відповідає багатомодовому режиму та забезпечує підтримку щонайменше двох необхідних мод.

Встановлено, що в обох типах волокон фундаментальна мода формує квазігаусовий профіль з центральним максимумом (ефективний для збудження), тоді як мода з азимутальним індексом $l = 1$ формує «бубликоподібний» профіль з центральним нулем інтенсивності, необхідний для деплеції у STED. Показано, що у волокні з параболічним профілем інтенсивнісний розподіл деплеційної моди є більш симетричним, із вираженим центральним мінімумом та вужчим кільцем, тоді як у ступінчастому волокні кільце ширше, а контраст між центром і максимумом зменшений, що призводить до більшого просторового перекриття зон збудження та гасіння.

Змодельовано двомодовий режим поширення, який обмежується модами типу LP_{01} та LP_{11} (або їх ОАМ-аналогами), і показано, що для діапазону $V \approx 2,5\text{--}4,0$ можливе селективне збудження 2–3 мод без залучення мод вищого порядку. Доведено, що параболічний профіль показника заломлення забезпечує зменшену міжмодову дисперсію та кращу просторово-часову узгодженість пучків на різних довжинах хвиль (488–594 нм для збудження та 750–800 нм для деплеції), що є критично важливим для імпульсних STED-систем.

Порівняльний аналіз показав, що волокна з параболічним профілем забезпечують краще просторове обмеження мод, вищий контраст

«бубликоподібного» профілю та менше перекриття зон збудження і деплеції, що підвищує ефективність пригнічення флуоресценції та потенційну просторову роздільну здатність, тоді як ступінчасті волокна характеризуються більшою міжмодовою дисперсією та менш оптимальними інтенсивнісними профілями; у розділі розраховано модові характеристики для двох робочих довжин хвиль, змодельовано просторові розподіли інтенсивності для збуджувальної та деплеційної мод, доведено можливість двомодового режиму для STED-конфігурації та обґрунтовано переваги параболічних волокон як оптимальної платформи для компактних волоконно-інтегрованих STED-систем..

РОЗДІЛ 5. ОПТИЧНІ ПОТОКИ ЕНЕРГІЇ ТА ФАЗОВІ ЕФЕКТИ В АСИМЕТРИЧНИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ МІКРОСТРУКТУРАХ

У сучасній оптиці все більшого значення набувають дослідження локальної просторової структури електромагнітного поля, зокрема потоків оптичної енергії та пов'язаних із ними фазових ефектів. Перехід від інтегральних характеристик світлових пучків до аналізу локальних величин, таких як густина потоку енергії, описувана вектором Пойнтінга, дозволяє глибше зрозуміти фізичні механізми взаємодії світла з мікро- та наноструктурованими діелектричними об'єктами. Особливий інтерес у цьому контексті викликають структури з геометричною асиметрією або з наявністю внутрішніх неоднорідностей, у яких інтерференційні та дифракційні ефекти призводять до суттєвого перерозподілу потоків оптичної енергії в ближньому полі.

Як показано в фундаментальних роботах зі структурованого світла та оптичних струмів [118, 119], локальна динаміка електромагнітного поля може істотно відрізнятися від уявлень, сформованих на основі параксіальної теорії та аналізу інтенсивності. У ближньому полі мікроструктур можливе виникнення циркуляції енергії, локальних зворотних потоків, а також перенос енергії вздовж меж поділу середовищ, що супроводжується фазовими зсувами. Такі ефекти мають принципове значення як для розуміння фундаментальних аспектів взаємодії світла з речовиною, так і для практичних застосувань у нанофотоніці, оптичній маніпуляції та волоконно-оптичних системах.

Геометрична асиметрія діелектричних мікроструктур є одним з ключових чинників, що визначають характер просторового розподілу потоків оптичної енергії. Навіть за умови збудження монохроматичною плоскою хвилею або простим за структурою пучком асиметрія форми або внутрішньої будови об'єкта може призводити до формування локалізованих енергетичних каналів, різкої зміни напрямку поширення енергії та виникнення зворотних компонент

поток. Такі явища тісно пов'язані з інтерференцією падаючого та розсіяного полів, а також з фазовими властивостями електромагнітної хвилі поблизу меж поділу діелектричних середовищ.

Окрему групу ефектів становлять фазові зсуви, що виникають при повному внутрішньому відбитті, зокрема ефект Гуса–Хенхена. Ці зсуви можна інтерпретувати як прояв переносу енергії вздовж межі поділу середовищ, який, хоча й не завжди супроводжується помітними змінами інтенсивності, має важливі наслідки для фазових співвідношень між різними компонентами поля. Для волоконно-оптичних систем, у яких повне внутрішнє відбиття є базовим механізмом поширення світла, питання фазової стабільності та збереження поляризаційних характеристик набуває особливого практичного значення.

У цьому розділі розглядаються характерні приклади формування та перерозподілу потоків оптичної енергії й фазових ефектів у діелектричних мікроструктурах різного типу. Аналіз ґрунтується на чисельному моделюванні електромагнітного поля та інтерференційних методах дослідження, що дозволяють простежити просторову еволюцію вектора Пойнтінга та фазових характеристик поля з високою роздільною здатністю. Особливу увагу приділено ближньому полю, де класичні уявлення про напрямок поширення енергії часто виявляються непридатними.

Подальші підрозділи розділу присвячені узагальненню результатів, отриманих автором у роботах [120–122]. Зокрема, аналізуються умови формування зворотних потоків оптичної енергії в перфорованих діелектричних мікроциліндрах, де показано, що виникнення таких потоків не є однозначно пов'язаним із резонансним збудженням мод типу шепочучої галереї. Розглядається також формування фотонних наноструменів при розсіянні світла на асиметричних напівциліндрах, що супроводжується локалізацією енергії вздовж визначених траєкторій та можливістю керування напрямком її поширення. Окремий підрозділ присвячено експериментальному дослідженню фазових зсувів при повному внутрішньому відбитті та аналізу фазової стабільності ортогонально поляризованих хвиль у волоконно-оптичних

системах.

Таким чином, розділ 5 об'єднує результати, що ілюструють єдину фізичну природу різних проявів перерозподілу оптичної енергії та фазових ефектів у мікроструктурованих діелектричних системах. Отримані результати доповнюють сучасні уявлення про структуроване світло та створюють підґрунтя для подальшого розвитку методів керування світловими потоками в нанофотоніці, оптичній маніпуляції та волоконно-оптичних технологіях

5.1 Зворотні потоки оптичної енергії в перфорованих діелектричних мікроциліндрах

У цьому підрозділі розглядається процес формування локалізованих потоків оптичної енергії у діелектричних мікроциліндрах із наскрізними нанопорами. Особлива увага приділяється явищу зворотного потоку енергії (optical backflow), що виникає в ділянках перфорації, та утворенню фотонних наноструменів (photonic nanojets) при дифракції плоскої хвилі на мікроструктурі. Розглядаються фізичні механізми впливу геометрії мікроциліндра та діаметра отвору на просторову структуру енергетичних потоків, а також взаємозв'язок цих процесів із резонансними модами шепочучої галереї (Whispering Gallery Modes, WGM).

Використання чисельного моделювання на основі методу скінченних елементів дозволяє дослідити просторовий розподіл вектора Пойнтінга (Poynting vector) всередині та поблизу перфорованого мікроциліндра, оцінити утворення зворотного потоку навіть за відсутності резонансних умов, а також визначити умови для максимального підсилення оптичних сил притягання наночастинок у водному середовищі. Окремо аналізуються можливості керування енергетичними потоками шляхом зміни довжини хвилі падаючого світла, що відкриває перспективи використання таких структур як високотонких оптичних «тягнучих» пучків (photonic tractor beams) для маніпулювання наночастинок та біологічними об'єктами.

Таким чином, підрозділ 5.1 узагальнює результати чисельних досліджень,

експериментальних та теоретичних робіт автора, систематизує особливості формування прямого та зворотного оптичного потоку в перфорованих мікроциліндрах і визначає ключові параметри для ефективного використання таких структур у нанофотоніці та оптичній маніпуляції.

5.1.1. Модель перфорованого мікроциліндра та методика чисельного моделювання

У даному підрозділі викладено геометрію перфорованого діелектричного мікроциліндра та методику чисельного моделювання, що застосовується для аналізу просторового розподілу електромагнітних полів та енергетичних потоків. Модель розглядається у двовимірному наближенні (поперечний переріз мікроциліндра), яке забезпечує адекватне відтворення основних фізичних ефектів при значно меншій обчислювальній складності порівняно з тривимірною постановкою. Таке спрощення є загальноприйнятим у задачах дифракції та розсіювання, коли геометрія структури має осьову симетрію та аналізується поведінка полів у площині перерізу [124, 120].

Перфорований мікроциліндр у моделі представляє собою діелектричний циліндр радіуса $R = 1 \text{ мкм}$ з показником заломлення $n_c \approx 2.1$, що знаходиться у середовищі з показником заломлення n_m (повітря або вода). Уздовж осі мікроциліндра проходить наскрізний циліндричний отвір діаметром $d = 62.5 \text{ нм}$, заповнений матеріалом з показником заломлення n_1 . Діаметр отвору обрано в субдовжиннохвильовій області ($d \ll \lambda$), що є необхідною умовою для формування локалізованих зон інтенсивності та виникнення фотонних наноструменів (photonic nanojets) при освітленні плоскою хвилею [123]. Падаюча хвиля в моделі задається як монохроматична плоска хвиля, що поширюється вздовж осі z та має певну поляризацію (ТМ або ТЕ), оскільки поляризація суттєво впливає на розподіл поля у зоні перфорації та в тіні мікроциліндра. У межах моделі розглядаються як нерезонансні, так і резонансні умови збудження, зокрема ті, що відповідають WGM модам, які можуть призводити до значного посилення локального поля та модифікації структури

енергетичних потоків [124, 120].

Схема моделі розсіювання світла на перфорованому мікроциліндрі представлена на рисунку 5.1.

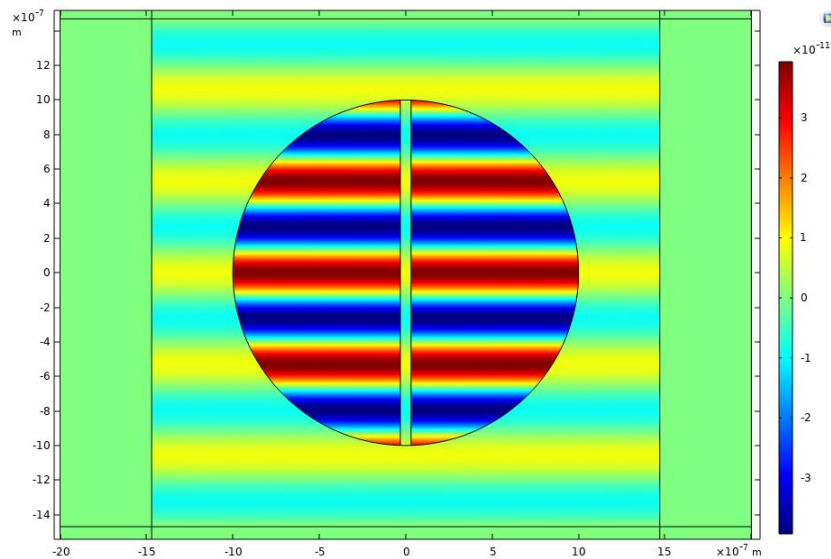


Рисунок 5.1 – Схема моделі розсіювання світла на перфорованому діелектричному мікроциліндрі.

Чисельне моделювання виконувалося методом скінченних елементів (Finite Element Method, FEM) у середовищі COMSOL Multiphysics. Обчислювальна область включає мікроциліндр та навколишнє середовище, причому на зовнішніх межах застосовуються умови вільного випромінювання (Perfectly Matched Layer, PML), які забезпечують мінімізацію штучних відбиттів від границь моделі. Такий підхід є стандартним у задачах розсіювання та дифракції для коректного моделювання відкритих оптичних систем [124, 120].

Параметри сітки (mesh) обираються таким чином, щоб забезпечити адекватне відтворення високих градієнтів поля в області отвору та на межах між середовищами. Зокрема, розмір елемента у діелектрику відповідає умові $h \leq \lambda / 10n_c$, а в зоні отвору – $h \leq d / 5$, що дозволяє забезпечити достатню точність розрахунків при відносно невеликій кількості елементів. Таке налаштування сітки відповідає загальним рекомендаціям для FEM-моделювання оптичних задач і гарантує збіжність результатів [123, 124, 120].

Для аналізу енергетичних потоків використовується вектор Пойнтінга, який визначається як середнє по часу значення потоку електромагнітної енергії:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{8\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*], \quad (5.1)$$

де $\mathbf{E}$ та $\mathbf{H}$ – комплексні амплітуди електричного та магнітного полів, а «*» позначає комплексне спряження. Розрахунок вектора Пойнтінга дозволяє визначити напрямок переносу енергії та виявити області зворотного потоку (optical backflow), які можуть виникати як за відсутності резонансних умов, так і при збудженні WGM [124, 126]. При цьому для інтерпретації просторової структури потоку використовуються концепції оптичних струмів [93] та аналіз поперечних енергетичних потоків у векторних полях [126].

Значенням практичного інтересу є також оцінка оптичних сил, що виникають у результаті взаємодії поля з наночастинками. Основні положення теорії оптичного захоплення частинок базуються на роботі Ashkin [125], а подальший розвиток концепції зв'язку оптичних сил із спіновими та орбітальними потоками енергії представлено в роботах [126, 93]. У контексті перфорованого мікроциліндра це дозволяє оцінювати умови формування притягання частинок (photonic tractor beam) або їх відштовхування в залежності від параметрів структури [120, 125, 93].

Таким чином, описана модель та чисельний підхід формують основу для подальшого аналізу формування прямого та зворотного оптичного потоку в перфорованих мікроциліндрах, а також для оцінки умов максимальної локалізації поля та підсилення оптичних сил у водному середовищі.

5.1.2. Особливості формування зворотного потоку та фотонних наноструменів у різних умовах резонансу та середовища

На основі моделі перфорованого мікроциліндра та методики чисельного моделювання, описаних у розділі 5.1.1, у даному підрозділі розглядаються особливості формування оптичних енергетичних потоків у зоні наскрізного отвору та в тіні мікроциліндра. Зокрема, досліджуються умови виникнення

зворотного потоку (optical backflow) та формування фотонних наноструменів (photonic nanojets) у різних режимах розсіювання: нерезонансному та резонансному (збудження WGM), а також у різних середовищах (повітря/вода).

Загальна фізична природа зворотного потоку полягає у зміні фазового градієнта вздовж напрямку поширення хвилі. Згідно з розкладом вектора Пойнтінга на орбітальну (потенційну) та спінову (соліноїдальну) компоненти [127, 126], орбітальна складова є пропорційною градієнту фази $\partial\varphi/\partial z$. У регіонах, де $\partial\varphi/\partial z < 0$, орбітальний потік спрямований проти напрямку інцидентного вектора хвилі, що і визначає появу зворотного потоку. Така ситуація може виникати як у результаті локальної інтерференції полів у зоні отвору, так і внаслідок резонансного посилення поля при збудженні WGM [124, 120].

У моделі [120] показано, що при нерезонансному розсіянні плоскої хвилі на перфорованому мікроциліндрі $R = 1 \text{ nm}$ з показником заломлення $n_c \approx 2.1$ у зоні отвору виникає локалізований зворотний потік навіть за відсутності WGM-резонансу. Це свідчить про те, що наявність резонансної моди не є обов'язковою умовою для формування зворотного потоку, а ключовим фактором є геометричний розподіл поля та дифракційні ефекти, що виникають у субдовжиннохвильовій перфорації.

На рисунку 2 (a)-(d) представлено двовимірний просторовий розподіл нормалізованого електричного поля та вектора Пойнтінга в мікроциліндрі при освітленні плоскою оптичною хвилею з $\lambda = 530 \text{ nm}$.

Нанопора на верхівці циліндра на рисунку 2b) локалізує область зворотного потоку енергії та посилює силу оптичного втягування, що перетворює перфоровану мікросферу на ефективні оптичні щипці для захоплення різних наночастинок. Цей результат суперечить роботі [124], у якій стверджується, що зворотний потік енергії може виникати в отворі лише за умови проникнення високоякісної просторової власної моди шепочучої галереї у поперечний переріз волокна. У наших дослідженнях зворотний потік енергії

виникав у нанопорі без збудження WGM.

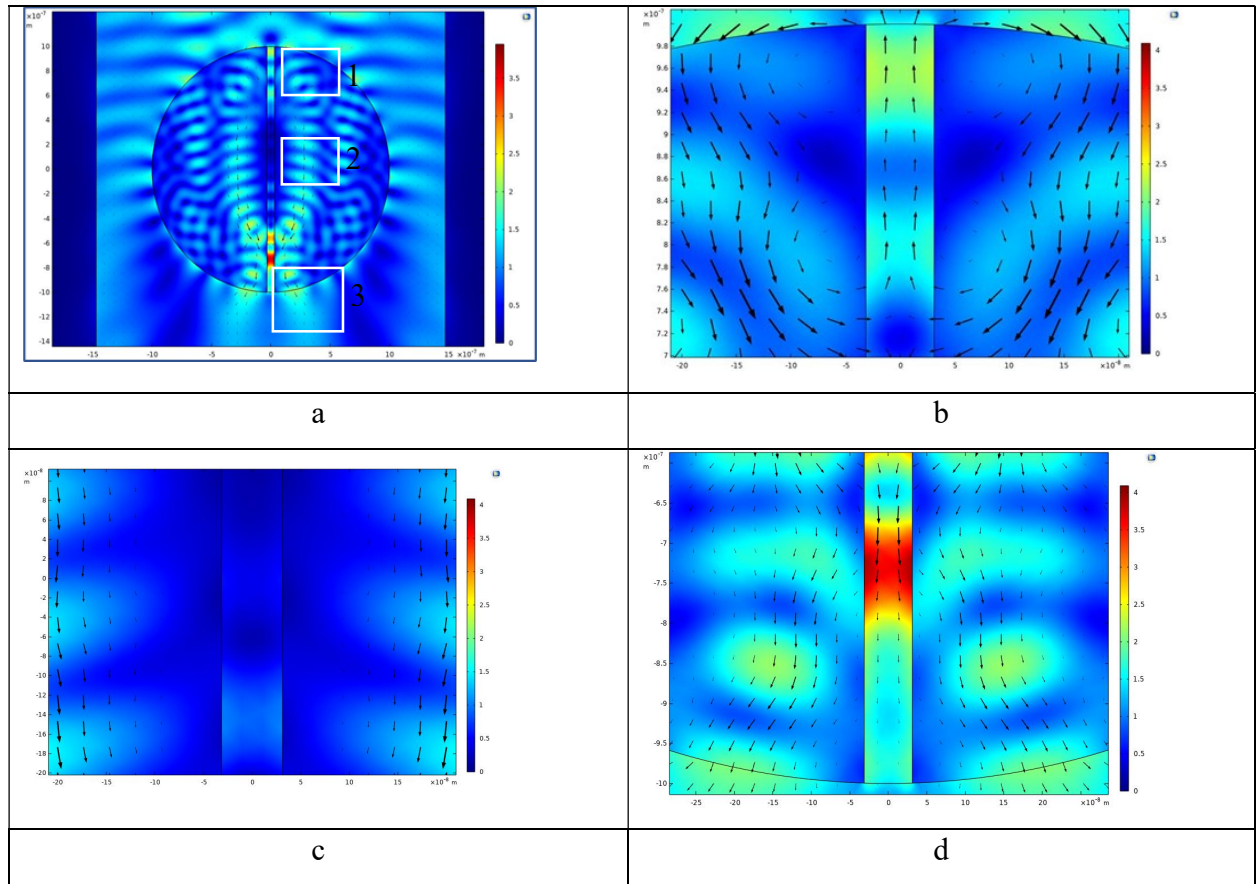


Рисунок 5.2 – Просторовий розподіл нормалізованого електричного поля $|E|$ (кольорові карти) всередині мікроциліндра та вектор Пойнтинга S (стрілки) (а). Параметри моделювання: діаметр отвору $d = 62,5$ нм; діаметр циліндра $D = 2$ мкм; показник заломлення повітря в отворі $n_1=1$; показник заломлення мікроциліндра $n = 2,115$. 1, 2, 3 – фрагменти цього розподілу, збільшені на рисунках b-d. Схема моделі розсіювання світла на перфорованому діелектричному мікроциліндрі з радіусом R та показником заломлення n .

Як видно з рисунка 5.2(d), у ділянках вихідного кінця отвору можуть змінюватися як напрямок, так і характер енергетичних потоків. Оскільки зона фокусування розташована поблизу межі між частинкою та середовищем, її можна використовувати для розділення областей прямого та зворотного потоку енергії. За фізичною природою потік вектора Пойнтинга (оптична енергія) може бути розкладений на потенційний (орбітальний) S_o та соленоїдальний S_s .

(спіновий) потоки [93], $\mathbf{S} = \mathbf{S}_o + \mathbf{S}_s$. Зворотно спрямований потік енергії виникає в областях, де фаза хвилі зменшується вздовж напрямку поширення. Це безпосередньо відображається в орбітальній складовій вектора Пойнтінга, яка пропорційна градієнту фази $\partial\varphi/\partial z$. Отже, знак градієнта фази прямо визначає напрямок орбітального потоку енергії вздовж осі z , який задається формулою

$$S_{0z} = \frac{c}{8\pi k} I \frac{\partial\varphi}{\partial z}, \quad (5.2)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число у вакуумі, I – локальна інтенсивність.

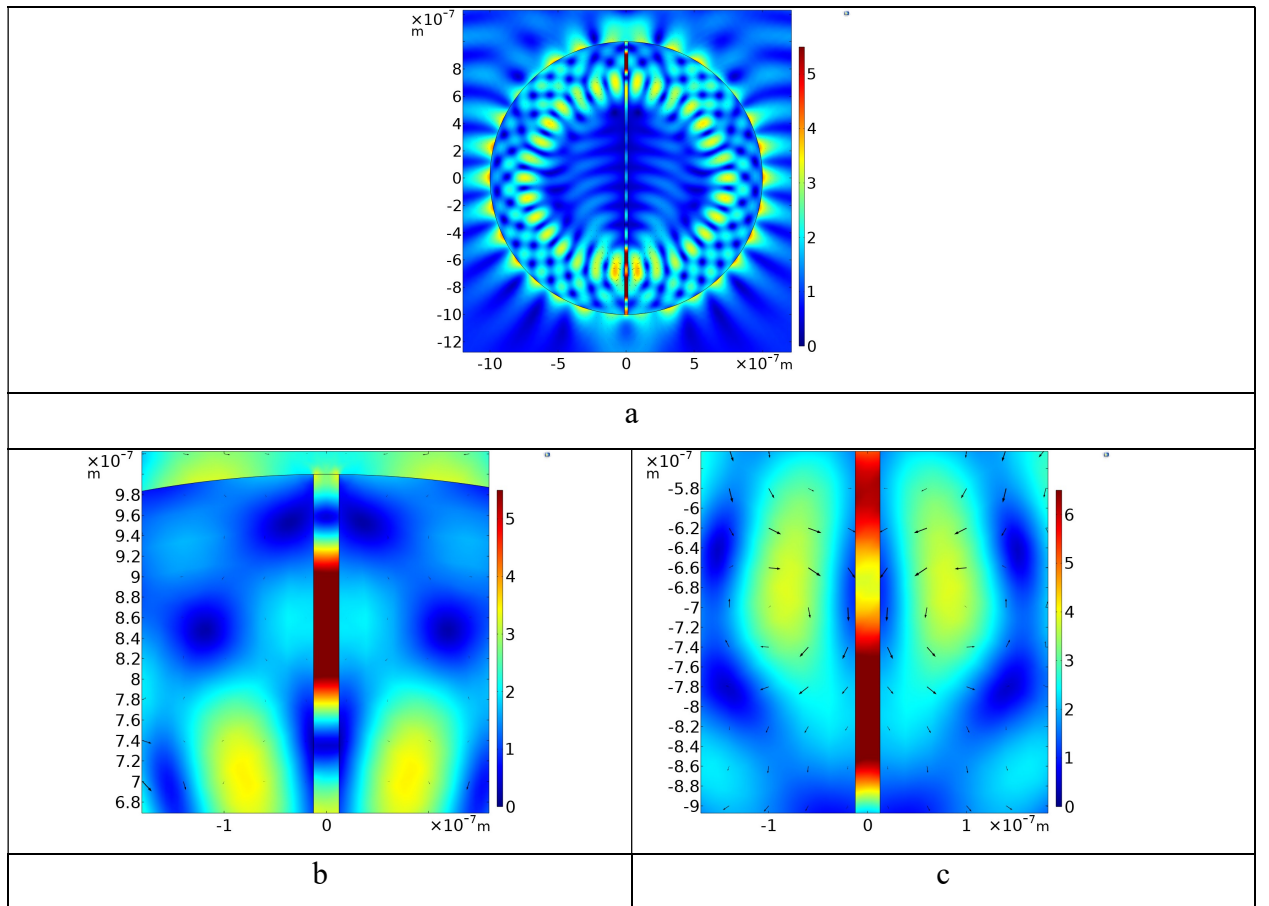


Рисунок 5.3. Просторовий розподіл нормалізованого електричного поля (кольорові карти) всередині мікроциліндра та вектор Пойнтінга $\mathbf{S}$ (стрілки) при резонансному збудженні WGM для моди $TE_{30,3}$. Параметри моделювання: діаметр отвору $d=25$ нм; діаметр циліндра $D=2$ мкм; показник заломлення повітря в отворі $n_1=1$; показник заломлення мікроциліндра $n=2.1218$; довжина хвилі $\lambda=532$ нм.

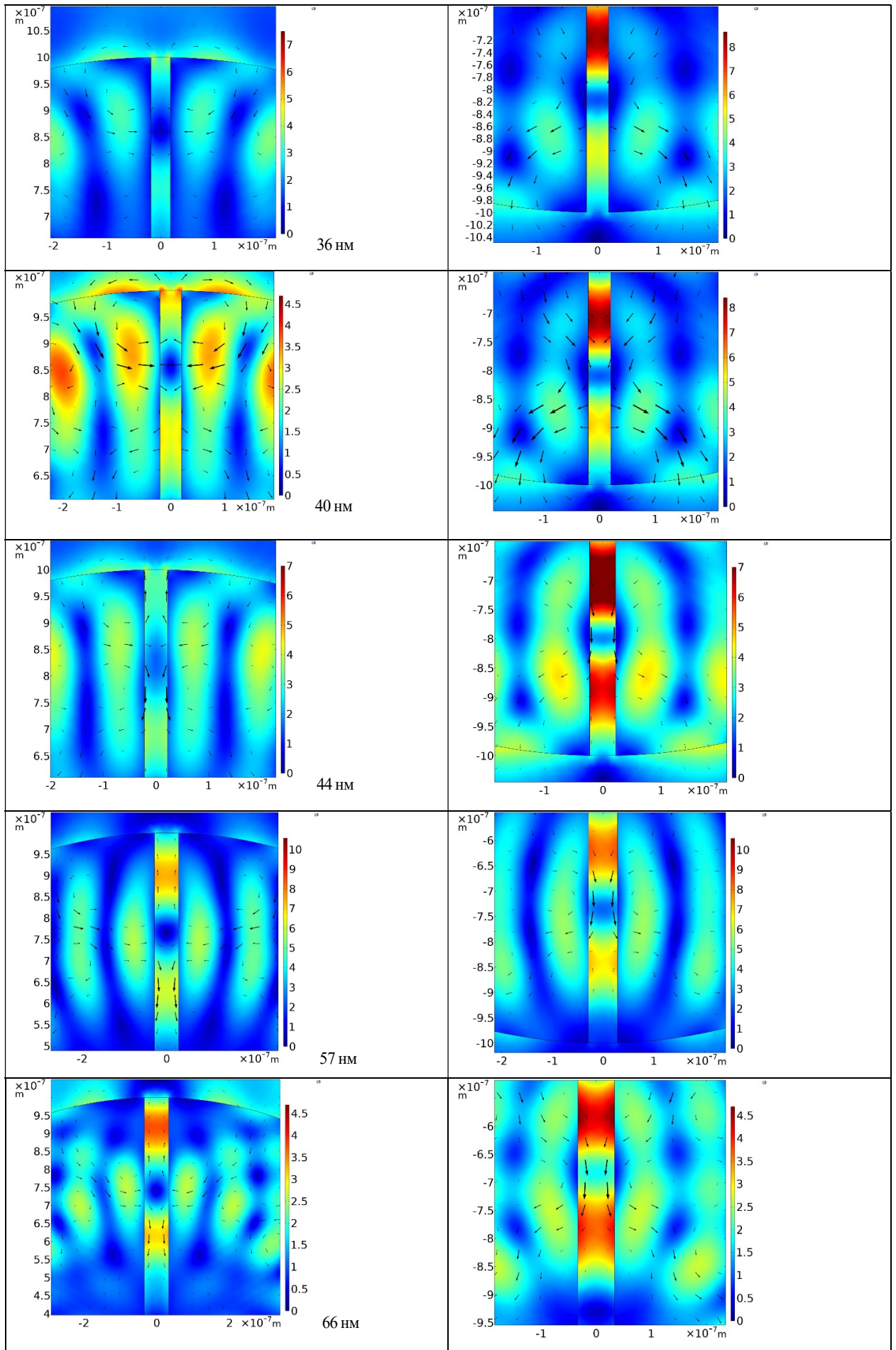
У розглядуваному випадку це так звана зона фокусування поля поблизу

освітленої півсфери мікроциліндра (див. рисунок 5.2b). Водночас у тіньовій півсфері мікрочастинки (рисунок 5.2d) енергетичний потік всередині повітряної пори є ламінарним і співнаправленим з вектором хвилі падаючого поля, а в цій зоні не утворюються вихрові рухи енергії. У ділянці g (рисунок 5.2d) енергетичні потоки відсутні.

Розглянута вище ситуація стосувалася випадку нерезонансного розсіювання оптичного поля на діелектричному мікроциліндрі. Тепер звернемося до випадку резонансного збудження WGM у частинці. Таке поле показано на рисунку 5.3 для моди $TE_{30,3}$, яка має резонансну довжину хвилі $\lambda=532$ нм. При резонансному збудженні (наприклад, для TE-моди) оптичне поле сильно локалізується в мікроциліндрі за рахунок конструктивної інтерференції при виконанні резонансної умови. Проте для циліндричного отвору діаметром $d=25$ нм у ньому не виникають енергетичні потоки. У циліндрі формується стаціонарне неоднорідне оптичне поле, що зумовлене полем у зовнішній частині циліндра, але вектор Пойнтінга в ньому дорівнює нулю. Моделювання показало, що для отворів діаметром більше $d=33$ нм вектор Пойнтінга в отворі вже не дорівнює нулю.

Як видно, за умов саморезонансу розподіл інтенсивності оптичного поля зазнає суттєвих просторових перетворень, набуваючи характерної форми стоячої хвилі, локалізованої вздовж обода мікроциліндра. Крім того, змінюється структура енергетичних потоків поблизу кінців отвору. Тут, на відміну від роботи [124], не лише не виникає зворотний вихровий рух, а й взагалі відсутній будь-який потік оптичної енергії.

Таким чином, ми отримали важливий результат: зворотний потік оптичної енергії можливий навіть без виникнення резонансної моди (рисунок 5.2). З іншого боку, навіть за наявності WGM зворотний потік енергії може не виникати.



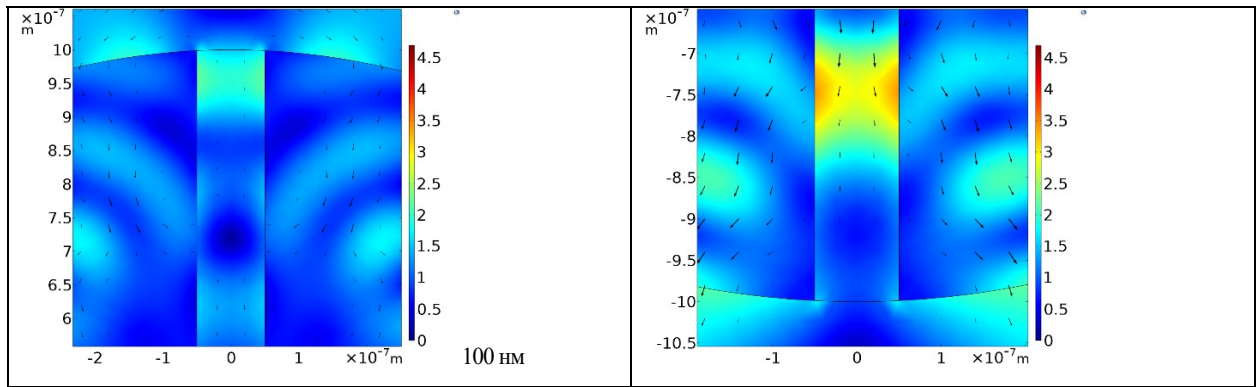


Рисунок 5.4. Просторовий розподіл нормалізованого електричного поля (кольорові карти) всередині мікроциліндра та вектор Пойнтінга $\mathbf{S}$ (стрілки) за умов резонансного збудження WGM для моди $TE_{30,3}$. Параметри моделювання: діаметри отворів $d=36, 40, 44, 57, 66, 100$ нм.

Визначимо, при яких діаметрах отворів виникає енергетичний потік у порі та як цей потік залежить від розміру отвору, використовуючи параметри попереднього моделювання. Пряме порівняння амплітуд поздовжньої компоненти вектора Пойнтінга S_z , що виникає на виході з отворів різних діаметрів d_h для кількох WGM у мікросфері, наведено на рисунку 5.4

На рисунку 5.4 показано, що оптичні потоки в отворі виникають при $d=40$ нм, зростають, а при $d=100$ нм починають зменшуватися.

У наведеному вище прикладі в нанопорі мікроциліндра знаходився повітря, і можливе захоплення твердих частинок у повітряному середовищі. Однак часто необхідно керувати наночастинками у рідинах. Ми змоделювали такий варіант перфорованого мікроциліндра у воді. Мода WGM $TE_{30,3}$ все ще збуджується в мікроциліндрі, ймовірно, також на резонансі або поблизу нього (хоча умови резонансу можуть дещо зміститися через зміну навколишнього середовища). При заповненні отвору водою вектор Пойнтінга стає ненульовим, що вказує на наявність енергетичного потоку через отвір. Оптичні сили тепер можуть діяти всередині отвору і потенційно захоплювати або маніпулювати наночастинками, підвішеними у воді. Такий підхід може бути корисним для оптичних щипців у обмежених геометріях або для сенсорики на основі збурення моди, спричиненого захопленою частинкою.

На рисунку 5.5 наведено моделювання діелектричного мікроциліндра з

показником заломлення $n=2.5$ та радіусом $R=1$ мкм, діаметром отвору $d=50$ нм (див. рисунок 5.5(b)), заповненого водою з показником заломлення $n=1.33$.

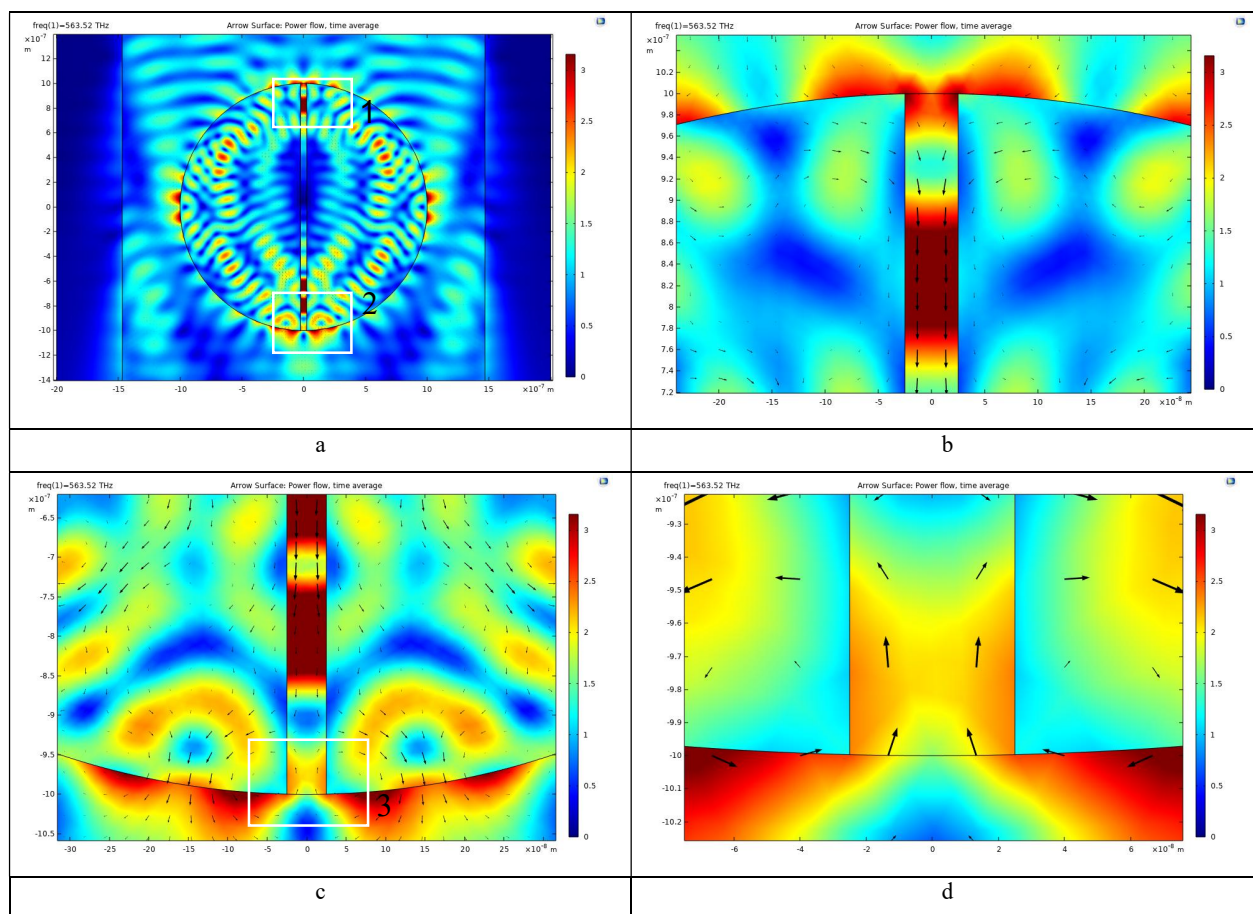


Рисунок 5.5 – Просторовий розподіл нормованого електричного поля $|E|$ (кольорові карти) всередині мікроциліндра та вектора Пойнтінга S (стрілки) (а). Параметри моделювання: діаметр отвору $d=50$ нм; діаметр циліндра $D=2$ мкм; показник заломлення води в отворі $n_1=1.33$; показник заломлення мікроциліндра $n=2.5$. Фрагменти 1, 2, 3 відповідають окремим ділянкам цього розподілу

У цьому комп'ютерному експерименті було отримано результати, протилежні тим, що розглянуті на рис. 5.2. Мікроотвір у верхній частині циліндра (рис. 5.4b) локалізує область прямого потоку енергії, тоді як на виході з отвору одночасно формується зворотний потік енергії, який у багато разів підсилює оптичну силу ретракції. У результаті перфорований мікроциліндр перетворюється на ефективний оптичний пінцет для захоплення різноманітних

нанооб'єктів.

Водночас енергетичними потоками для заданої оптичної схеми можна керувати шляхом зміни довжини хвилі падаючого випромінювання. На рис. 5.6 зображено мікроциліндр діаметром $D=2$ мкм з отвором $d=50$ нм, який освітлюється випромінюванням з довжиною хвилі $\lambda_1=1550$ нм (a, b, c) та $\lambda_2=1310$ нм (d). У водному середовищі присутні поглинальні наночастинки діаметром 40 нм.

Під час освітлення мікроциліндра з довжиною хвилі λ_1 наночастинки накопичуються всередині мікроциліндра внаслідок протилежно спрямованих потоків енергії зверху та знизу. Перемикання на довжину хвилі λ_2 призводить до перерозподілу енергетичних потоків, унаслідок чого основний потік спрямовується вниз. За λ_1 структура підтримує резонансну моду, що забезпечує чітко локалізоване поле та сильні спрямовані й зворотні потоки енергії. Сила ретракції при цьому істотно підсилюється, що робить таку конфігурацію оптимальною для захоплення наночастинок. За λ_2 просторово-польова структура змінюється внаслідок відстроювання від резонансу: спрямований енергетичний струмінь послаблюється або деформується, а зворотний потік зменшується, що призводить до ослаблення оптичної сили захоплення або зміни її напрямку.

Таким чином, довжина хвилі падаючого випромінювання може бути використана як керувальний параметр оптичної маніпуляції, що дає змогу вибірково захоплювати, вивільняти або позиціювати наночастинки. У результаті частинки виходитимуть через нижній отвір мікроциліндра. Слід зазначити, що на рис. 5.6 розглянуто лише одну наночастинку.

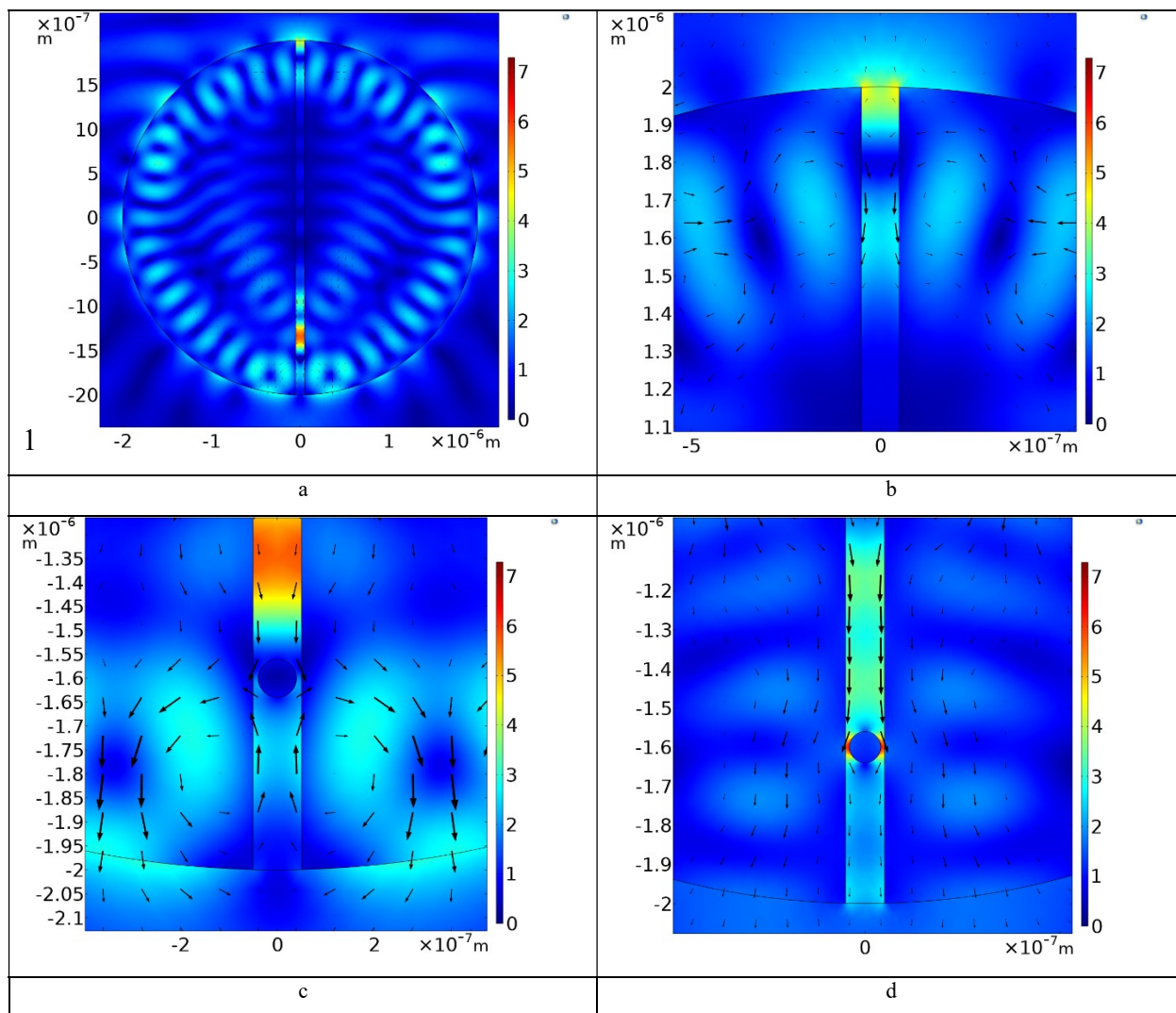


Рисунок 5.6 - Просторовий розподіл нормованого електричного поля (кольорові карти) всередині мікроциліндра та вектора Пойнтінга $\mathbf{S}$ (стрілки). Параметри моделювання: діаметр отвору $d=50$ нм; діаметр циліндра $D=2$ мкм; показник заломлення води в отворі $n_1=1,333$; показник заломлення мікроциліндра $n=2,698$. Резонансне збудження моди шепочучої галереї WGM $TE_{30,3}$ на довжині хвилі $\lambda_1=1550$ нм (а); потік вектора Пойнтінга у верхній та нижній частинах мікроциліндра забезпечує захоплення наночастинки (b, c); потік вектора Пойнтінга в нижній частині мікроциліндра за $\lambda_2=1310$ нм призводить до виштовхування наночастинки (b, c).

Отже, зворотний потік є особливо значущим. Він підсилює оптичну силу відштовхування, що дає змогу системі притягувати частинки до мікроциліндра – ефект, контрінтуїтивний порівняно з класичним тиском випромінювання, який зазвичай призводить до відштовхування частинок. Така поведінка

підвищує ефективність і стабільність оптичного захоплення, особливо для нанооб'єктів з великим перерізом поглинання або розсіяння.

У деяких ділянках мікроциліндра (рис. 5.6с) оптична енергія входить в кільцеву область власної моди через «тіньове» сидло. Натомість через моду шепочучої галереї, енергія якої зростає в освітленій частині циліндра, вона надходить у повітряний отвір, формуючи розбіжний прямий струмінь вектора Пойнтінга (нижня частина рисунка). Можна стверджувати, що парні оптичні вихори діють подібно до шестерень конвеєрної стрічки або гусениці, забезпечуючи циркуляційний потік енергії всередині власної моди сферичної частинки.

Такий просторовий розподіл оптичних вихорів тісно пов'язаний із так званими оптичними наномоторами [127], які в принципі можуть бути використані для транспортування та перемішування матеріалів у навколишньому середовищі.

Отже, у цьому роботі було розглянуто конкретний оптичний дифракційний елемент — діелектричний циліндр масштабів довжини хвилі з наскрізним наноотвором, що проходить уздовж діаметра циліндра. За допомогою методу скінченних елементів було чисельно змодельовано ближньопольову дифракцію циркулярно поляризованої оптичної хвилі на перфорованій мікрочастинці та детально досліджено просторову структуру потоків енергії оптичного поля (вектора Пойнтінга) в області виходів отвору.

Показано, що перфорований мікроциліндр, подібно до циліндра без отвору, підтримує збудження високодобротних власних електромагнітних мод типу мод шепочучої галереї (WGM). Наявність отвору призводить до зсуву резонансної довжини хвилі WGM, а також до зменшення добротності та інтенсивності власної моди. Водночас важливо зазначити, що за резонансного збудження WGM у ділянці отвору всередині частинки сильний потік оптичної енергії, спрямований проти напрямку падіння хвилі, виникає не завжди, що було підтверджено чисельними розрахунками. Крім того, встановлено, що зворотний потік енергії може формуватися і за нерезонансного розсіяння світла.

У контексті оптичних маніпуляцій різноманітними нанооб'єктами найбільший інтерес становить область тіньової частини мікроциліндра, оскільки наявність тут зворотного потоку енергії зумовлює зростання механічної сили ретракції оптичного пінцета внаслідок зміни знака світлового тиску, пропорційного компоненті S_z [128]. Продemonстровано, що діелектричний мікроциліндр з наноотвором, який функціонує у водному середовищі, може слугувати високочерованою оптичною пасткою. Завдяки резонансному збудженню та формуванню спрямованих і зворотних потоків енергії така структура забезпечує значну оптичну силу ретракції.

Крім того, показано, що поведінка пастки може динамічно змінюватися шляхом варіювання довжини хвилі падаючого випромінювання, що відкриває можливості для гнучкого керування нанооб'єктами. Використання кількох довжин хвиль дає змогу перерозподіляти енергетичні потоки всередині мікроциліндра та, відповідно, здійснювати контрольовану маніпуляцію наночастинками. Запропонований підхід відкриває нові перспективи інтеграції резонансних фотонних структур у компактні, сумісні з рідинним середовищем платформи для оптичної маніпуляції.

5.2 Контрольоване формування фотонних наноструменів та «зигзагів» при розсіянні світла на асиметричних півциліндрах

Останніми роками діелектрична нанофотоніка набула значного розвитку завдяки можливості керування просторовим розподілом електромагнітного поля та потоками енергії світла за допомогою оптично резонансних мікро- і наноструктур [129–134]. На відміну від плазмонних систем, діелектричні частинки характеризуються малими втратами та підтримують електричні й магнітні мультипольні резонанси, що забезпечує ефективне формування локалізованих оптичних полів і напрямленого розсіяння випромінювання.

Одним із характерних проявів таких ефектів є утворення фотонних наноструменів — вузьких високінтенсивних світлових пучків у ближній зоні діелектричних мікрочастинок, які виникають унаслідок інтерференції

падаючого та розсіяного полів [134–136]. Фотонні нанострумені характеризуються субдифракційною поперечною локалізацією, подовженим фокусом та підвищеною інтенсивністю, що робить їх перспективними для надроздільної оптики та керування світло-матеріальними взаємодіями.

Порушення геометричної симетрії діелектричних об'єктів відкриває додаткові можливості для контролю просторової еволюції світлових полів. Зокрема, асиметрія форми призводить до викривлення траєкторій перенесення енергії, що проявляється у вигляді складних, у тому числі зигзагоподібних, структур енергетичних потоків у ближньому полі, пов'язаних з перерозподілом вектора Пойнтінга та збудженням локальних резонансних мод [137,138].

У цьому підрозділі, спираючись на результати роботи [121], досліджується контрольоване формування фотонних наноструменів і зигзагоподібних траєкторій поширення енергії при розсіянні світла на асиметричних півциліндрах. Основну увагу зосереджено на аналізі ролі геометричних параметрів об'єкта, показника заломлення та умов освітлення у формуванні просторової структури електромагнітного поля й потоків енергії, а також на фізичних механізмах, що лежать в основі спостережуваних ефектів.

5.2.1 Фізичні механізми формування фотонних наноструменів та зигзагоподібних траєкторій в асиметричних півциліндрах

У даному розділі розглядаються основні фізичні механізми формування фотонних наноструменів і зигзагоподібних траєкторій у діелектричних півциліндрах. Для цього використовується чисельне моделювання розсіяння плоскої електромагнітної хвилі на півциліндричній частинці. Розрахункова область містить півциліндр, занурений у вільний простір, і обмежена поглинальними шарами, які виключають випадкові відбиття від меж області моделювання. Схема розрахункової області та основні геометричні параметри задачі показані на рисунку 5.7.

Півциліндр розглядається як діелектричне середовище з показником заломлення, що визначає його діелектричні властивості. Геометрія півциліндра

характеризується діаметром і кутом орієнтації плоскої грані відносно напрямку поширення падаючої хвилі. В умовах, коли електричне поле поляризоване вздовж осі, перпендикулярної до площини розрахунку, та хвиля падає перпендикулярно до осі півциліндра, задача коректно зводиться до двовимірної. Це дозволяє точно відтворювати просторову структуру ближнього поля і ключові параметри фотонного наноструменя: його довжину, ширину та форму.

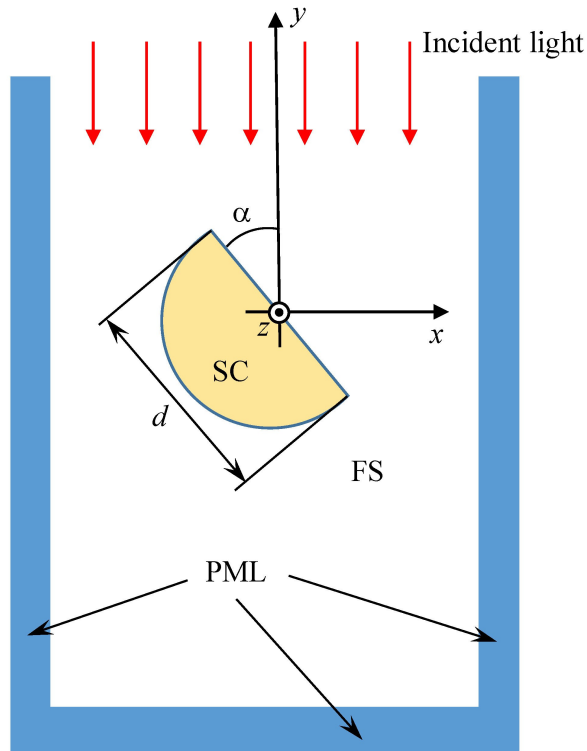


Рисунок 5.7. Ілюстрація обчислювальної області, що містить діелектричний півциліндр (SC), занурений у вільний простір (FS) та обмежений PML-шарами. Діаметр півциліндра дорівнює d , його орієнтація задається кутом α .

Перший приклад розглядається для півциліндра з показником заломлення 1,46 (кварцове скло), який підсвічується плоскою хвилею з довжиною 632,8 нанометрів. Результати моделювання нормованого розподілу інтенсивності поля наведені на рисунку 5.8, що складається з двох панелей: (a) — геометрично асиметричний випадок з кутом орієнтації 40 градусів, (b) —

симетричний випадок з кутом 90° градусів.

У симетричній конфігурації, коли плоска грань півциліндра перпендикулярна до напрямку падаючої хвилі, на рисунку 5.8(b) спостерігається характерний фотонний нанострумінь. Ця структура нагадує звичне фокусування світла, але відбувається у ближній зоні і з участю ближньопольових компонент, які зазвичай не враховуються в класичній геометричній оптиці. Нанострумінь має відносно просту форму і розташовується майже вздовж осі поширення падаючої хвилі, що відповідає очікуваному результату для симетричного розсіювача.

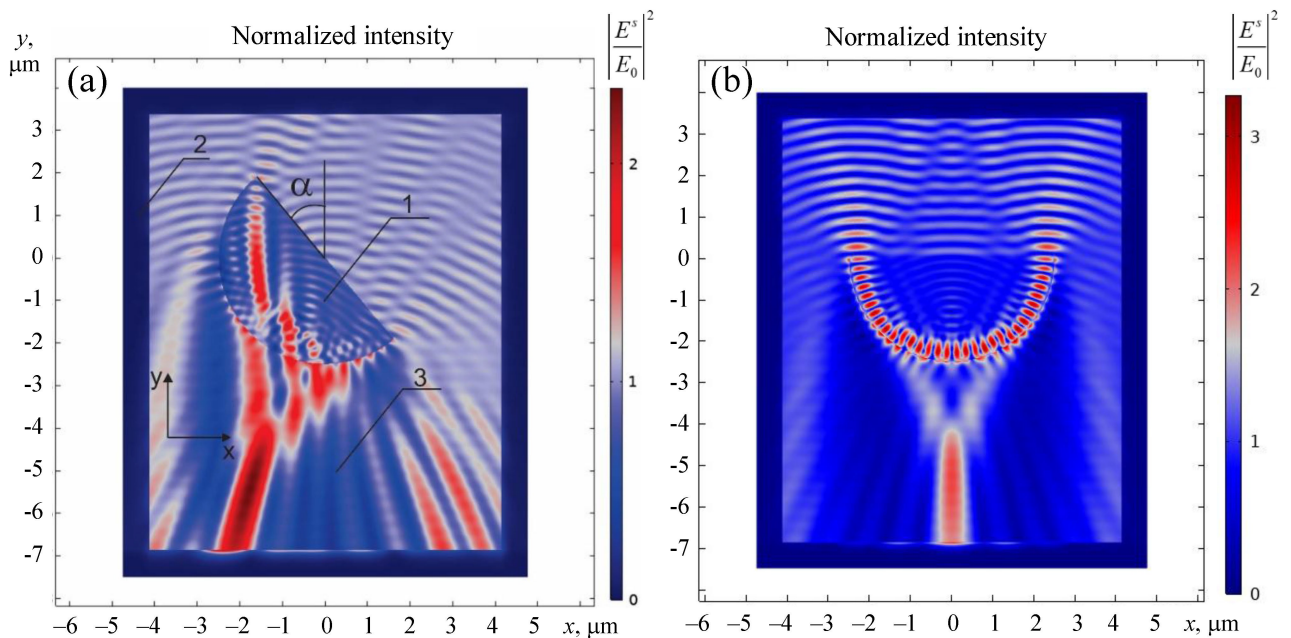


Рисунок 5.8. Нормований розподіл інтенсивності хвилі з $\lambda = 632.8$ нм, розсіяної півциліндром з $d = 5$ мкм, $n_r = 1.46$. (a) випадок геометричної асиметрії: $\alpha = 40^\circ$; (1) півциліндр; (2) граничні шари; (3) вільний простір. (b) симетричний випадок: $\alpha = 90^\circ$.

Натомість у випадку геометричної асиметрії, показаному на рисунку 5.8(a), розподіл інтенсивності стає значно складнішим. Замість одного домінуючого максимуму з'являється кілька локалізованих областей підвищеної інтенсивності, які утворюють викривлені смуги. Такі смуги перетинають нижню межу області моделювання у різних ділянках уздовж осі, що свідчить

про латеральне зміщення максимумів інтенсивності. Це відбувається через те, що оптичні шляхи хвиль, що заломлюються і відбиваються на різних частинах поверхні півциліндра, мають різну довжину, а отже, виникають фазові зсуви між частковими хвилями. Суперпозиція цих хвиль у ближній зоні призводить до інтерференційного розподілу інтенсивності з чергуванням максимумів і мінімумів. Найяскравіша область на рисунку 5.8(a), яка наближається до нижньої межі зображення в ділянці x від -3 до -2 , може розглядатися як прототип майбутньої зигзагоподібної траєкторії.

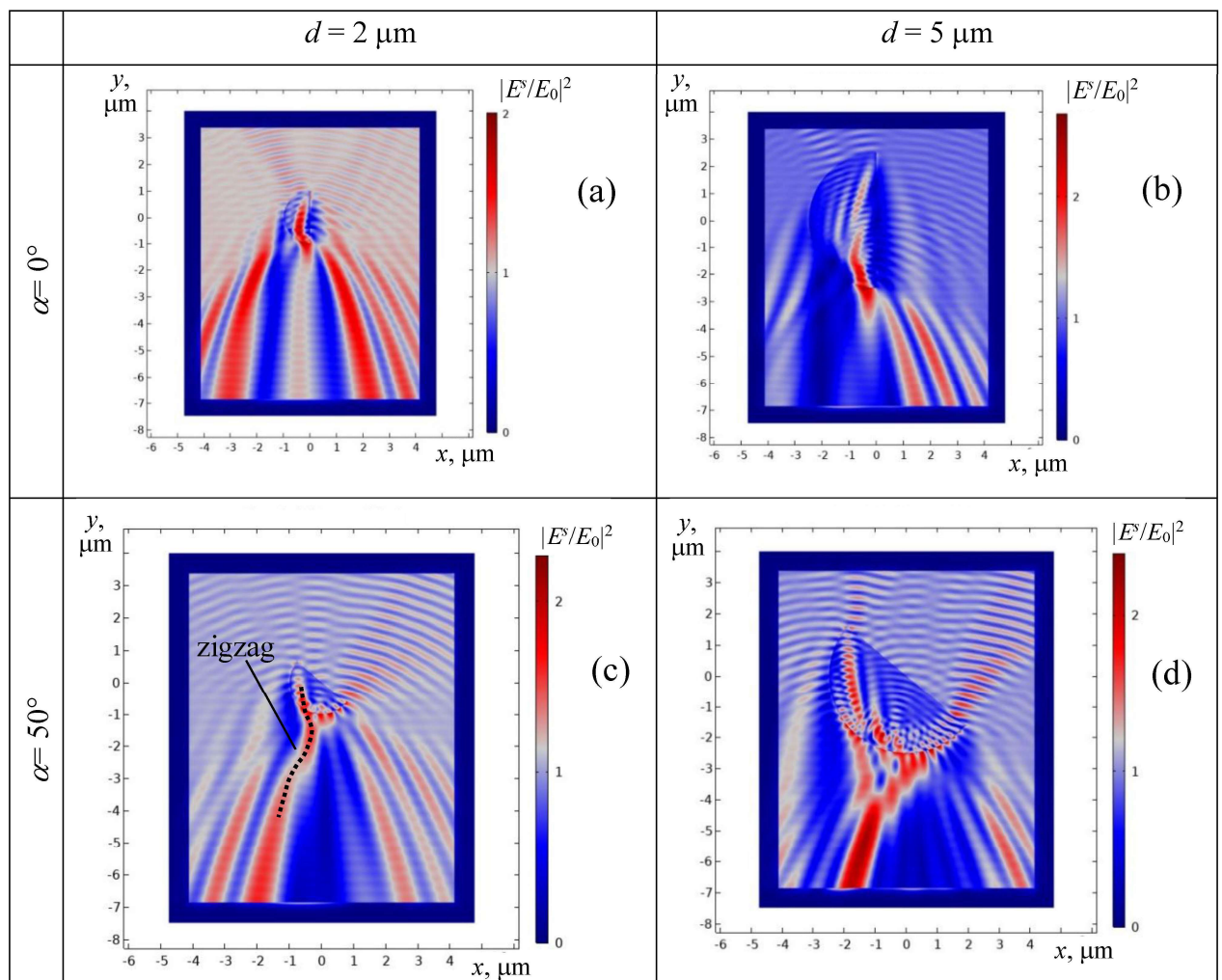


Рисунок 5.9 – Генерація фотонного зигзагу шляхом варіювання діаметра півциліндра d та кута орієнтації α ; приклад зигзагоподібної траєкторії позначено пунктирною лінією на панелі (c).

Далі проводиться детальніший аналіз впливу геометричних параметрів

півциліндра на форму і розташування фотонних наноструменів. Результати моделювання для різних значень діаметра та кута орієнтації наведені на рисунку 5.9, який складається з чотирьох панелей (a–d). Ці панелі демонструють, як змінюється структура поля при поступовому варіюванні параметрів.

На рисунках 5.9(a) і 5.9(b) показані ситуації, коли в тіньовій зоні півциліндра формується один або два виразні нанострумені. У таких випадках максимумами інтенсивності стають особливо яскравими і формують вибрані канали переносу енергії. Характерною особливістю цих максимумів є субдифракційне стиснення світлової енергії, що пояснюється участю ближньопольових і еванесцентних складових поля. Мінімальна ширина наноструменя на представлених картах становить близько 250 нанометрів, що менше за класичну дифракційну межу.

При подальшому зміні діаметра та кута орієнтації, на рисунку 5.9(c) спостерігається, що один із максимумів інтенсивності стає виразно вигнутим і простягається вздовж викривленої траєкторії. На цій панелі пунктирною лінією позначено напрямок формування такого каналу. Це свідчить про те, що при певних поєднаннях геометричних параметрів відбувається вибір конкретного енергетичного каналу, який набуває криволінійної форми.

На рисунку 5.9(d) зигзагоподібна структура стає ще більш вираженою: максимумами інтенсивності утворюють послідовність локалізованих «згустків», які з'єднані між собою викривленими ділянками. Така поведінка є наслідком інтерференції часткових хвиль із різними фазовими зсувами, що посилюється зі зростанням асиметрії геометрії півциліндра.

Отже, результати, представлені на рисунках 5.7–5.9, демонструють, що асиметрія півциліндра призводить до появи складних просторових структур у ближньому полі, а варіювання діаметра і кута орієнтації дозволяє керувати формою, напрямком і локалізацією фотонних наноструменів. Це створює фізичне підґрунтя для подальшого аналізу керованих фотонних зигзагів у наступному підрозділі.

Таким чином, останній варіант конфігурації SC з діаметром $d = 4 \text{ }\mu\text{m}$ та кутом орієнтації $\alpha = 25^\circ$ демонструє можливість формування комбінованого фотонного зигзагу, де окремі сигнальні компоненти (λ_1 і λ_2) можуть реєструватися незалежно, а також спільно через спеціально розташовані мікро-приймачі. Цей варіант підкреслює гнучкість керування траєкторією *nanopjet* та підвищує функціональність SC як багатоканального перемикача. Зміна геометричних параметрів SC дозволяє керувати кількістю вигинів, їхньою протяжністю та просторовим розподілом інтенсивності, забезпечуючи створення складних зигзагоподібних структур для інтегрованих нанофотонних систем.

5.2.2 Фотонні зигзаги як засіб розділення та переключення оптичних сигналів

Результати роботи [121], отримані на основі повного чисельного розв'язку рівнянь Максвелла, показали, що геометрична асиметрія півциліндра є ключовим параметром для формування стійких зигзагоподібних траєкторій локальних енергетичних потоків. Відмінність запропонованого підходу від класичних схем керування фотонними наноструменями полягає в тому, що замість зовнішніх елементів (лінз, фазових масок, метаповерхонь) управління просторовим розподілом енергії здійснюється за рахунок внутрішніх резонансних режимів півциліндра, які змінюються при варіюванні геометричних параметрів.

Практичною новизною [121] є те, що зигзагоподібні траєкторії можуть використовуватися як елементи маршрутизації оптичних сигналів. За рахунок геометричного керування (діаметр півциліндра d та кут орієнтації α) можна отримувати різні типи траєкторій: від простих “однокутових” відхилень до багатокуткових зигзагів з кількома переломами. При цьому зміна довжини хвилі (λ_1, λ_2) призводить до кількісної зміни параметрів зигзагу — масштабу, кута вигину, довжини ділянки прямолінійного переносу, що дозволяє розглядати півциліндр як спектрально селективний маршрутизатор.

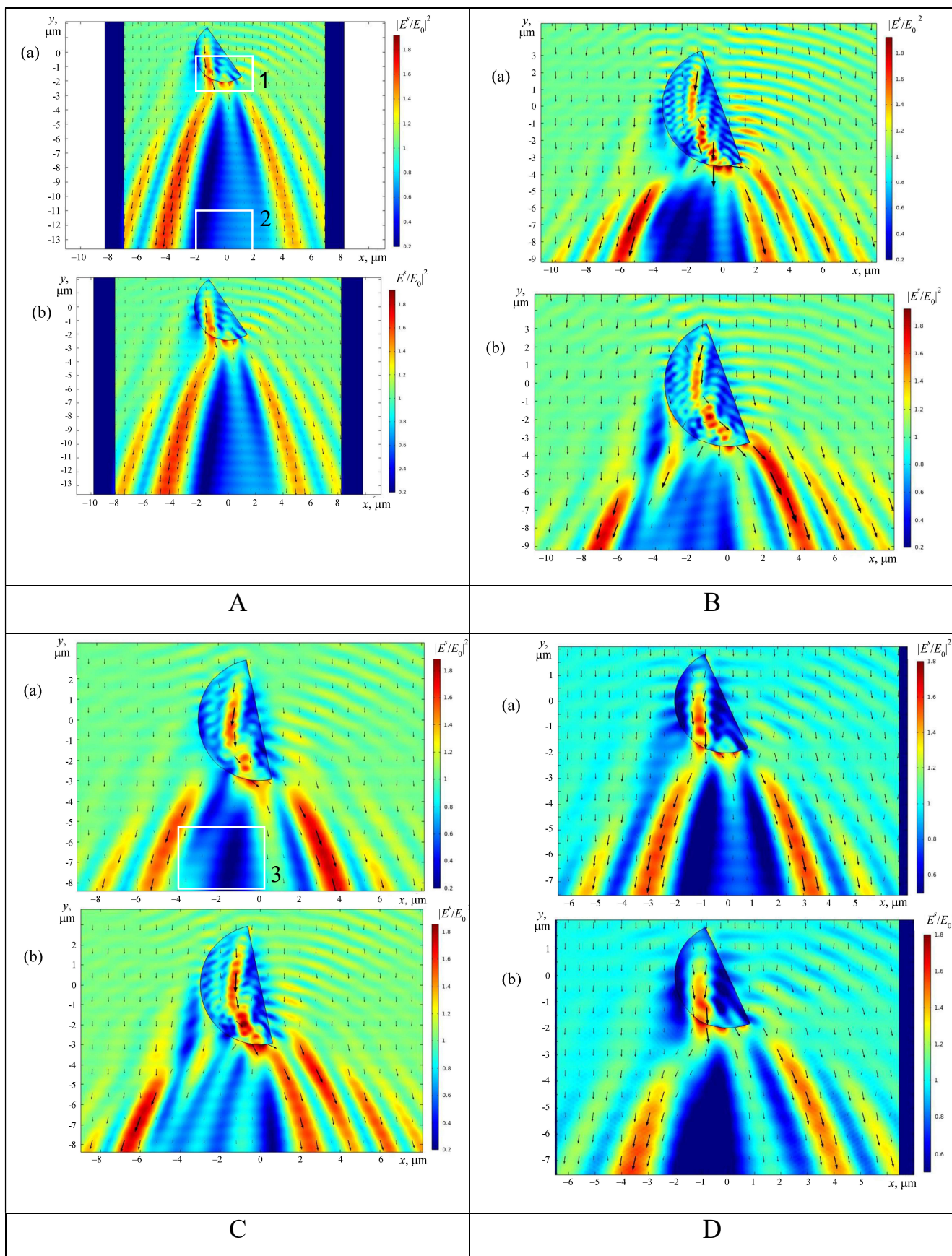


Рисунок 5.10 – Фотонні зигзаги, збуджені падаючими плоскими хвилями з довжинами хвиль (а) $\lambda_1 = 1310$ нм та (б) $\lambda_2 = 1550$ нм, для різних параметрів

півциліндра: **(A)** півциліндр з плавленого кварцу; для λ_1 : $d = 4.149$ мкм, $\alpha = 35^\circ$, для λ_2 : $d = 4.897$ мкм, $\alpha = 35^\circ$; **(B)** $d = 7$ мкм, $\alpha = 20^\circ$, $n_r = 1.7$; **(C)** $d = 6$ мкм, $\alpha = 12^\circ$, $n_r = 1.6$; **(D)** півциліндр з плавленого кварцу з параметрами $d = 4$ мкм та $\alpha = 25^\circ$. Чорні стрілки відповідають напрямку та величині локального вектора Пойнтінга.

Така властивість підтверджується результатами [121], де для двох телекомунікаційних довжин хвиль (1310 нм та 1550 нм) при фіксованій геометрії отримуються різні просторові траєкторії. Це є новим принципом спектрального розділення, оскільки розділення здійснюється без додаткових дисперсійних елементів і хвилеводів, лише за рахунок локального перерозподілу поля в ближньому полі.

З наукової точки зору, запропонований підхід узгоджується з концепцією керування розсіюванням через мультипольні резонанси в діелектричних структурах. Однак на відміну від більшості робіт, де досліджуються масиви наночастинок або симетричні резонатори, у [121] показано, що порушення симетрії є саме тим фактором, який створює стійкі локальні канали переносу енергії, тобто “зигзаги” не є випадковим ефектом, а результатом керованої взаємодії резонансних компонент поля. У цьому контексті особливо важливими є результати, що демонструють можливість керування зигзагом шляхом зміни геометричних параметрів при збереженні матеріалу. Така керованість забезпечує можливість реалізації заданої траєкторії з високою відтворюваністю, що є ключовою вимогою для практичних пристроїв.

На основі розглянутих принципів було досліджено можливість використання фотонних зигзагів для розділення та переключення оптичних сигналів, що мають різні довжини хвиль. Ідея полягає в тому, що один і той самий півциліндр піддається освітленню двома монохроматичними плоскими хвилями з довжинами 1310 нм та 1550 нм, які широко застосовуються в оптичному зв'язку. Результати моделювання для різних геометричних і матеріальних параметрів півциліндрів представлені на рисунку 5.10 (A–D).

На рисунку 5.10А показано випадок півциліндра з плавленого кварцу. Для довжини хвилі 1310 нм діаметр півциліндра дорівнює 4,149 мкм, а кут орієнтації плоскої грані становить 35° . Для довжини хвилі 1550 нм діаметр дорівнює 4,897 мкм, при цьому кут орієнтації зберігається рівним 35° . У цій конфігурації формуються фотонні зигзаги, які мають подібну загальну форму та напрямок при обох довжинах хвиль. Це свідчить про те, що при невеликій зміні діаметра та близьких показниках заломлення півциліндра різні довжини хвиль проходять через півциліндр і формують схожі зигзагоподібні траєкторії. Чорні стрілки на рисунку показують напрямок і величину локального вектора Пойнтінга, що підтверджує, що енергія переноситься вздовж сформованих зигзагів. Незважаючи на загальну схожість, у деталях можна помітити відмінності в конфігурації наноструменів, що пов'язані з різницею довжин хвиль і, відповідно, з невеликою зміною показника заломлення матеріалу.

У подальшому розглядається вплив зміни матеріальних властивостей півциліндра при збереженні принципу геометричної асиметрії. На рисунку 5.10В наведено результати для півциліндра з діаметром 7 мкм, кутом орієнтації 20° та показником заломлення 1,7. У цьому випадку, порівняно з попереднім, спостерігається якісно інший розподіл фотонних зигзагів для двох довжин хвиль. Найважливішим результатом є чітке просторове розділення зон перетину зигзагоподібних траєкторій з нижньою межею області моделювання. Для довжини хвилі 1310 нм фотонні нанострумені перетинають нижню межу в певних інтервалах координати x , тоді як для довжини хвилі 1550 нм ці інтервали відрізняються і не перекриваються. Така просторово розділена конфігурація означає, що сигнали різних довжин хвиль можуть бути окремо зареєстровані, якщо розмістити приймачі (наприклад, фотодіоди) у відповідних ділянках. Таким чином, півциліндр з заданими параметрами може функціонувати як спектральний розділювач, що є важливим для побудови компактних фотонних мікросхем.

На рисунку 5.10С показано ще один приклад, у якому півциліндр має діаметр 6 мкм, кут орієнтації 12° і показник заломлення 1,6. У цьому випадку

також спостерігається просторове розділення траєкторій для двох довжин хвиль. Як і в попередньому прикладі, інтервали перетину нижньої межі для 1310 нм та 1550 нм не перекриваються, що дозволяє здійснити розділення сигналів на виході за допомогою мікроприймачів. Це підтверджує, що зміна діаметра та показника заломлення є ефективним способом керування просторовим розташуванням фотонних зигзагів і забезпечення спектральної селективності.

На рисунку 5.10D представлено випадок півциліндра з плавленого кварцу з діаметром 4 мкм і кутом орієнтації 25° . Для довжини хвилі 1310 нм показник заломлення становить 1,447, а для 1550 нм — 1,444. У цій конфігурації також формується зигзагоподібний розподіл енергії, однак особливістю є те, що частина інтервалів перетину нижньої межі для двох довжин хвиль частково перекривається. Це відкриває можливість реалізувати режим, у якому сигнали різних довжин хвиль можуть бути зареєстровані окремо в області $x > 0$, а також може бути отриманий комбінований сигнал у зоні перекриття. Такий режим може бути використаний для створення просторово розподіленої селективності: окремі приймачі фіксують роздільні сигнали, а спільний канал захоплює сумарний сигнал для подальшої передачі, наприклад, у оптичному волокні.

Серія прикладів, наведена на рисунку 5.10 (A–D), демонструє, що фотонні зигзаги в асиметричних півциліндрах можуть бути використані для керованого розділення та переключення оптичних сигналів. У залежності від геометричних параметрів і матеріальних властивостей півциліндра можна забезпечити або майже ідентичну конфігурацію зигзагів для різних довжин хвиль, або чітке просторове розділення, що дозволяє реалізувати функції розділювача. Таким чином, асиметричні півциліндри можуть служити базовими елементами для створення мікрооптичних комутаторів і спектральних розділювачів у нанофотонних системах.

У технічному плані важливо зазначити, що точна реалізація фотонних зигзагів потребує коректного суміщення оптичної форми SC з мікро- та нано-приймачами. Необхідно враховувати допуски на розміри вхідного вікна мікро-

приймачів ($< 3 \text{ }\mu\text{m}$) та прецизійне вирівнювання SC відносно оптичної осі. При масовому виробництві використання автоматизованих систем позиціювання та контролю поверхні дозволить досягти стабільного відтворення зигзагоподібних nanojet, забезпечуючи повторюваність та масштабованість конструкції.

З погляду прикладних застосувань, запропонована концепція має низку переваг: компактність та простота реалізації, відсутність додаткових оптичних компонентів, спектральна селективність і можливість масштабування на різні діапазони. Узагальнюючи, можна стверджувати, що керування просторовими характеристиками фотонних зигзагів у асиметричних півциліндрах відкриває новий клас функціональних елементів для інтегрованої фотоніки. Ці елементи забезпечують просторову маршрутизацію та спектральне розділення за рахунок геометрії і резонансних властивостей діелектрика, що є принципово новим підходом у порівнянні з традиційними методами.

Підсумовуючи, фотонні зигзаги, що формуються асиметричними SC, демонструють високу керованість і спрямованість світлових потоків на субдовжині хвилі. Ці структури можуть використовуватися не лише для розгалуження та перемикання сигналів, але й для селективного позиціювання оптичної енергії, локального підсилення сигналу та інтеграції у складні фотонні схеми. У перспективі можливо вивчення динамічного керування зигзагами за допомогою зовнішніх впливів (термічних, електричних або магнітних), а також використання складних поляризаційних і фазових структур вхідного світла для розширення функціональності SC у нанофотоніці.

Отримані висновки природно підводять до наступного етапу дослідження, де розглядається інший механізм керування світлом на межі двох середовищ — ефект Гоос–Генхен, який має важливі практичні застосування у волоконно-оптичних системах. У наступному розділі 5.3 буде проведено детальний аналіз цього ефекту, його фізичної природи та можливостей використання для управління хвильовими процесами у волокнах і інтегрованих оптичних схемах.

5.3. Дослідження ефекту Гоос-Генхен та його застосування у волоконно-оптичних системах

У цьому підрозділі розглядається фізичний ефект Гоос–Генхен (Goos–Hänchen effect), який проявляється як довгитюдний зсув променя вздовж межі при повному внутрішньому відбитті. При цьому зсуви для ортогональних лінійних поляризацій відрізняються, що вперше було експериментально показано Гоосом і Генхен [141].

У контексті волоконно-оптичних систем ефект має практичне значення, оскільки в оптичному волокні світло поширюється за рахунок повного внутрішнього відбиття на межі між серцевиною та оболонкою, і різні зсуви для різних поляризацій можуть спричиняти деформацію та дисперсію пучка.

У подальшому обговорюються методи вимірювання довгитюдного зсуву, зокрема інтерферометричний підхід на основі трьохпроменевої інтерференції. У роботі [122] експериментально показано, що при повному внутрішньому відбитті коаксіальних ортогонально поляризованих променів фазова різниця між ними не змінюється, навіть за наявності зсуву Гоос–Генхен, що відкриває перспективи одночасного використання ортогональних поляризацій у волоконно-оптичних лініях зв'язку.

5.3.1 Фізичний зміст ефекту Гоос–Генхен та методи його вимірювання

Ефект Гоос–Ганхен (ЕГГ) є одним із фундаментальних хвильових явищ, що виникає при повному внутрішньому відбитті пучка світла на межі двох діелектриків. У класичній геометричній оптиці відбитий промінь відображається симетрично відносно нормалі до межі, проте для реальних пучків з кінцевим поперечним розміром спостерігається зсув центру відбитого пучка вздовж межі, тобто паралельно поверхні віддзеркалення. Це зміщення не можна пояснити у межах променевої оптики, оскільки воно є наслідком хвильової природи світла та фазових властивостей коефіцієнта відбиття.

Фізичний механізм ЕГГ пов'язаний із залежністю фази коефіцієнта

відбиття від кута падіння. Кожен реальний пучок із кінцевою шириною можна розглядати як сукупність плоских хвиль із різними кутами падіння. Кожна така складова при повному внутрішньому відбитті отримує комплексний коефіцієнт відбиття, фаза якого змінюється залежно від кута падіння. Різна фазова залежність різних спектральних компонентів пучка призводить до зміщення максимуму інтенсивності відбитого пучка. Тобто зсув Гоос–Ганхен є наслідком просторової дисперсії фази відбиття [1, 141, 144], яка прямо відображає хвильову природу світла.

Якщо розглядати Gaussian-пучок із шириною w_0 , його спектр кутів падіння визначає характер зміщення: вузький пучок із малим w_0 має широкий спектр кутів падіння, що збільшує зсув, тоді як широкий пучок із великим w_0 формує вузький спектр і відповідно менший зсув. Таким чином, ширина пучка w_0 безпосередньо впливає на амплітуду зсуву, і цей факт необхідно враховувати при плануванні експериментальних вимірювань.

Для пучків із кінцевою шириною виділяють кілька типів зсувів. Основний продольний зсув уздовж площини падіння описується співвідношенням

$$\Delta_{\parallel} = -\frac{d\varphi}{dk_{\parallel}}, \quad (5.3)$$

де φ – фаза коефіцієнта відбиття, а $k_{\parallel}$ – проекція хвильового вектора вздовж межі [1, 141]. Це дозволяє безпосередньо пов'язати просторовий зсув із фазовими характеристиками межі. Окрім того, для кругово поляризованих пучків виникає поперечний зсув, відомий як ефект Федорова–Імберта, що проявляється у розділенні ортогональних поляризацій у напрямку, перпендикулярному площині падіння:

$$\Delta_{\perp} = \pm \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\varphi}{d\vartheta}, \quad (5.4)$$

де знак залежить від хіральності поляризації [2, 142, 143]. Поперечний зсув зазвичай менший за продольний, однак його наявність відіграє важливу роль

при точному описі поляризаційних ефектів у волоконно-оптичних системах, оскільки він визначає взаємодію між ортогональними поляризаціями.

Додатково гаусові пучки демонструють кутове відхилення променя, яке залежить від спектральної ширини пучка та його поперечної ширини w_0 [146]:

$$\Delta_{shift} \approx \frac{\lambda}{\pi w_0} \frac{d\varphi}{d\vartheta}, \quad (5.5)$$

Це кутове відхилення стає особливо помітним для вузьких пучків, де спектральна ширина велика, і воно впливає на точність фокусування та передачу сигналу в системах із волокнами малого діаметра. Таким чином, w_0 є ключовим параметром, що визначає масштаб як продольного, так і кутового зсуву.

Особливістю ЕГГ є залежність величини зсувів від поляризації пучка: фази коефіцієнтів відбиття для s та p поляризацій відрізняються, що призводить до різних значень $\Delta_{\parallel}$ [147–149]. Це має значні наслідки для волоконно-оптичних систем, де повне внутрішнє відбиття відбувається на межі «серцевина – оболонка», і різні поляризації можуть демонструвати різні зсуви [141, 142].

Експериментальне визначення цих зсувів ускладнене через їх малий розмір (порядку сотень нанометрів) і потребує високої стабільності установки [145]. Для підвищення точності застосовують багатократні відбиття та інтерференційні методи, де просторовий зсув трансформується у фазову різницю між ортогональними поляризаціями. При інтерференції N пучків результуюча амплітуда записується як

$$S_{sum} = \sum_{i=1}^N a_i e^{i\varphi_i}, \quad (5.6)$$

де a_i – амплітуда, φ_i – фаза i -го пучка [147–149]. Завдяки такому підходу навіть малі просторові зсуви перетворюються у фазові різниці, що дозволяє вимірювати їх із високою точністю, до $\lambda/100$.

Сучасні дослідження показали, що зсуви мають складні нелінійні

залежності, зокрема асиметрію поблизу критичного кута та частотне «перехрестя» (crossover), що змінює знак зсуву. Для точного опису необхідно враховувати хвильову структуру пучка, ширину $\Delta\omega_0$, спектральну залежність коефіцієнтів відбиття та взаємодію багатьох плоских хвиль у спектрі [147–149].

Узагальнюючи, ефект Гоос–Генхен є результатом хвильової природи світла та фазової залежності відбиття при повному внутрішньому відбитті. Він призводить до зсуву центру відбитого пучка вздовж межі, величина якого залежить від кута падіння, поляризації та параметрів пучка. Вимірювання зсуву потребують високої точності, тому часто застосовують інтерференційні методи. У наступному підрозділі (5.3.2) буде розглянуто інтерферометричний метод вимірювання фазових зсувів між ортогональними поляризаціями та експериментальні результати [122], що мають практичне значення для волоконно-оптичних систем.

5.3.2 Постановка експерименту та інтерферометрична методика вимірювань

Для експериментального дослідження повздовжнього зсуву Гоос–Генхен та супровідних фазових ефектів між ортогонально лінійно поляризованими пучками в даній роботі застосовано інтерферометричну методику, засновану на трьохпроменевої інтерференції [122, 151]. Запропонована схема дозволяє з високою точністю вимірювати відносні фазові зсуви між когерентними пучками та аналізувати їхній зв'язок із просторовими зсувами, що виникають при повному внутрішньому відбитті.

Метод ґрунтується на формуванні інтерференційної картини трьома коаксіальними пучками, два з яких мають однакову лінійну поляризацію, тоді як центральний пучок є ортогонально поляризованим. У фокальній площині лінзи виникає гармонічний розподіл інтенсивності з чітко вираженими максимумами та мінімумами, період якого визначається відстанню між крайніми щілинами діафрагми. Зміна фази центрального пучка призводить до перерозподілу екстремумів інтерференційної картини, що дозволяє

безпосередньо реєструвати фазові зсуви з високою чутливістю.

Схема установки для експериментальних досліджень показана на рисунку 5.11. Після формування пучок проходив через систему просторової фільтрації та колімації (4–6), що забезпечувало отримання плоскої хвилі з нерівностями фронту не більше ніж $\lambda/20$. Далі плоска хвиля падала на діафрагму з трьома ідентичними щілинами (10), розташованими на однакових відстанях одна від одної. Орієнтація щілин могла змінюватися на 90° (10a/10b), що дозволяло реалізувати два режими експерименту: режим без повздовжнього зсуву між ортогонально поляризованими пучками та режим, у якому такий зсув виникає.

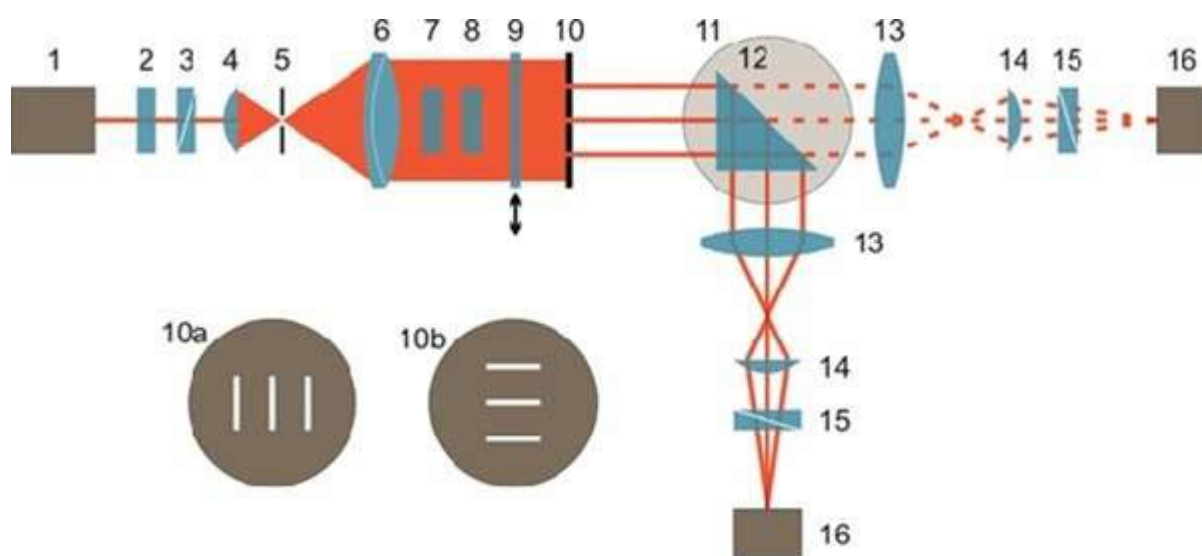


Рисунок 5.11 - Схема експериментальних досліджень. 1 – одномодовий He–Ne лазер; 2 – чвертьхвильова пластинка; 3 – лінійний поляризатор; 4 – мікроб'єктив; 5 – мікронна діафрагма; 6 – об'єктив; 7 – півхвильова пластинка; 8 – фазовий компенсатор; 9 – чвертьхвильова пластинка; 10a, 10b – діафрагма зі щілинами вертикальної та горизонтальної орієнтації; 11 – гониометр; 12 – призма; 13 – об'єктив; 14 – мікроб'єктив; 15 – лінійний поляризатор; 16 – ПЗЗ-камера. Пунктирною лінією показано інше плече інтерферометра, яке працює у прямому напрямку для вимірювання фронту фази пучків

Поляризаційні властивості пучків контролювалися набором поляризаційних пластин. Лінійна поляризація вихідного пучка задавалася

чвертьхвильовою пластиною (2) та поляризатором (3). Півхвильова пластина (7) переводила поляризацію центрального пучка у стан, ортогональний до поляризації бічних пучків. Фазовий компенсатор (8) дозволяв вводити та коригувати довільну фазову різницю між центральним і бічними пучками, компенсуючи зокрема фазовий зсув, що виникає внаслідок оптичної товщини півхвильової пластини.

У режимі дослідження повного внутрішнього відбиття три пучки спрямовувалися на діагональну грань призми (12), встановленої на гониометричному столику (11), що забезпечувало точне задання кута падіння. Після відбиття пучки проходили через об'єktiv (13), де у фокальній площині формувалась інтерференційна картина у режимі дифракції Фраунгофера. Для реєстрації інтерференції використовувались мікрооб'єktiv (14) та ПЗЗ-камера (16). Максимальний контраст інтерференційної картини забезпечувався аналізатором (15), орієнтованим під кутом 45° до площин лінійних поляризацій пучків.

Пунктирне плече інтерферометра (на рис. 5.11) використовувалося для калібрування та контролю фазового фронту пучків у прямому напрямку. Це дозволяло перевіряти коректність юстування установки та встановлювати нульову фазову різницю між пучками перед проведенням вимірювань при повному внутрішньому відбитті.

Перед проведенням вимірювань проводилося калібрування установки у наступному порядку. Спочатку призму та оптичні елементи, що змінюють поляризацію (півхвильова та чвертьхвильова пластини, фазовий компенсатор), виводилися з оптичного шляху, і в фокальній площині об'єктива реєструвалася інтерференційна картина трьох пучків у прямому проходженні. Ідентичність інтерференційних картин при горизонтальній і вертикальній орієнтації щілин підтверджувала правильність юстування та відсутність систематичних фазових зсувів у каналі освітлення. Далі вводилася півхвильова пластина (7) для переведення центрального пучка в ортогональний стан, а фазовий компенсатор (8) використовувався для корекції фазового зсуву, що виникає внаслідок різної

оптичної товщини елементів. На цьому етапі встановлювалася нульова фазова різниця між центральним та бічними пучками, що було необхідною умовою для подальшого кількісного аналізу фазових зсувів при повному внутрішньому відбитті.

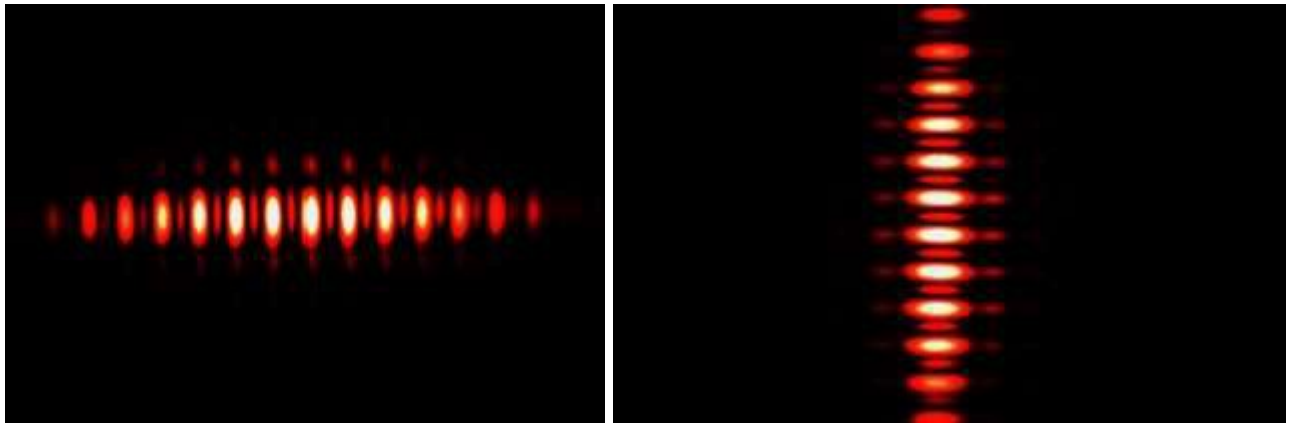
Після калібрування установка була готова до вимірювань фазових зсувів при повному внутрішньому відбитті, що дозволило отримати результати, наведені в наступному підрозділі 5.3.3

5.3.3 Результати експериментальних вимірювань та їх аналіз

У ході експерименту було зафіксовано інтерференційні картини трьох коаксіальних пучків у двох режимах: без повздовжнього зсуву між ортогонально поляризованими пучками (вертикальна орієнтація щілин) та з повздовжнім зсувом (горизонтальна орієнтація щілин). Отримані інтерференційні розподіли дозволяють оцінити фазові зсуви між пучками та перевірити, чи супроводжується повздовжній зсув Гоос–Генхен зміною відносної фази між ортогональними поляризаціями.

На попередньому етапі дослідження було відкалібровано експериментальну установку. Для проведення калібрування напівхвильову пластинку 7 і чвертьхвильову пластинку 9, фазовий компенсатор 8 та призму 12 було вилучено з прямого ходу пучка, після чого у фокальній площині об'єктива 13 було отримано інтерференційне зображення (рис. 5.12).

Як видно з рисунка 5.12, горизонтальна (а) та вертикальна (б) інтерференційні картини є нерозрізнюваними між собою. Їхній вигляд, який відповідає нульовій різниці фаз між трьома пучками (рис. 5.12а), свідчить про точне юстування каналу освітлення інтерферометра.



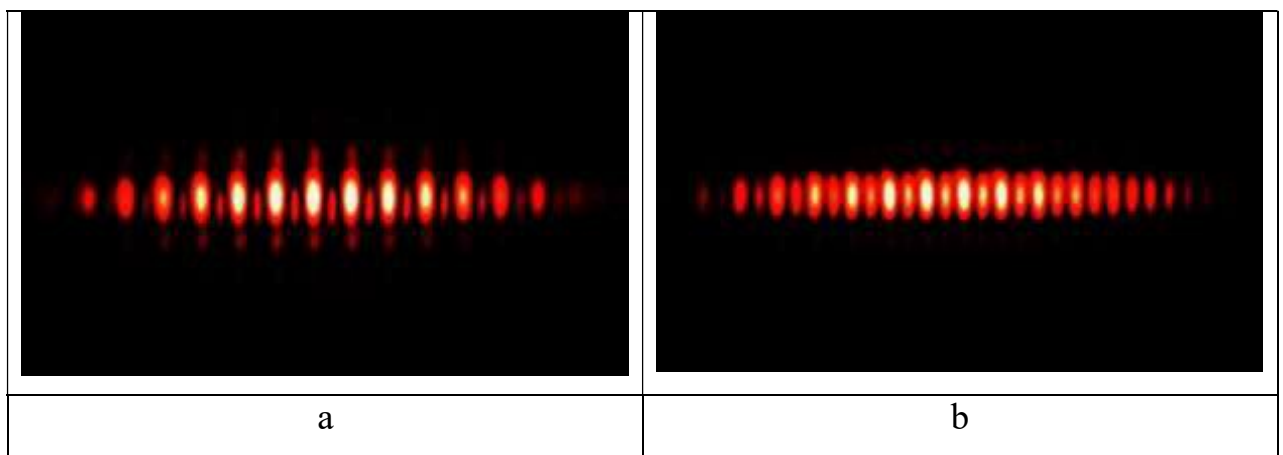
а

б

Рисунок 5.12 – Інтерференційні картини, спостережувані у фокальній площині об'єктивної лінзи, що відповідають (а) горизонтально та (б) вертикально орієнтованим щілинам.

Далі вводиться напівхвильова пластинка $\lambda/2$ (7), яка перетворює лінійну поляризацію центрального пучка на ортогональну до лінійної поляризації бічних пучків. Фазовий компенсатор (8) використовується для корекції будь-якого фазового зсуву в центральному пучку, зокрема зсуву, спричиненого товщиною напівхвильової пластинки $\lambda/2$ (7).

На рис. 5.13 проілюстровано принцип дії компенсатора шляхом демонстрації різних інтерференційних картин, що виникають за різних значень різниці фаз між центральним і бічними пучками.



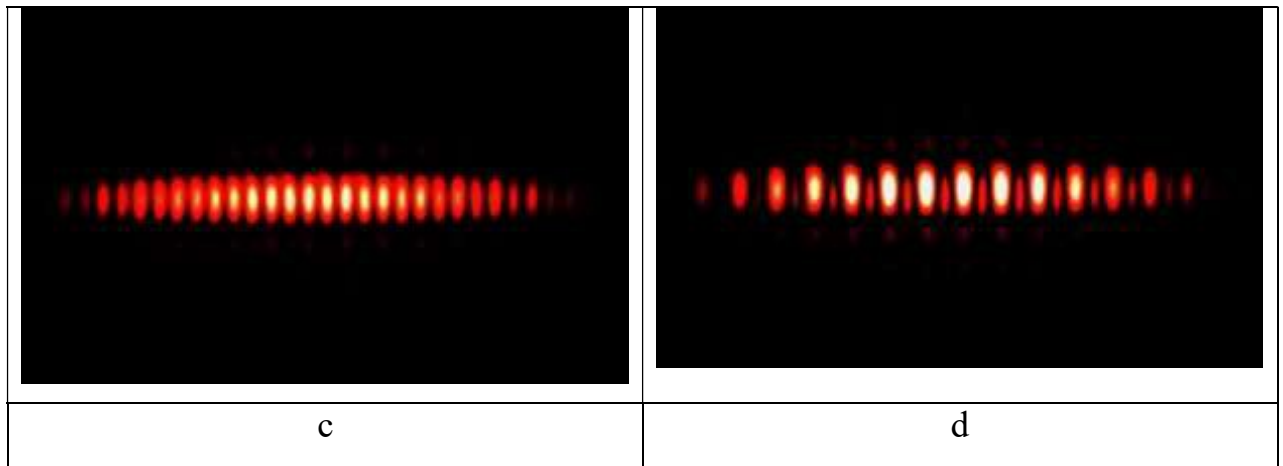


Рисунок 5.13 – Інтерференційні картини у трьохпучковій інтерференції для різниці фаз між центральним і бічними пучками: (а) 0 рад; (б) $\pi/4$ рад; (в) $\pi/2$ рад; (г) π рад.

Однак експеримент показав, що за вертикального розташування діафрагми 10 (щілини орієнтовані горизонтально) (рис. 5.11), коли поздовжній зсув між пучками з ортогональними лінійними поляризаціями відсутній, а також за горизонтального розташування діафрагми 10, коли між пучками існує поздовжній зсув, різниця фаз між пучками збігається (рис. 5.14).

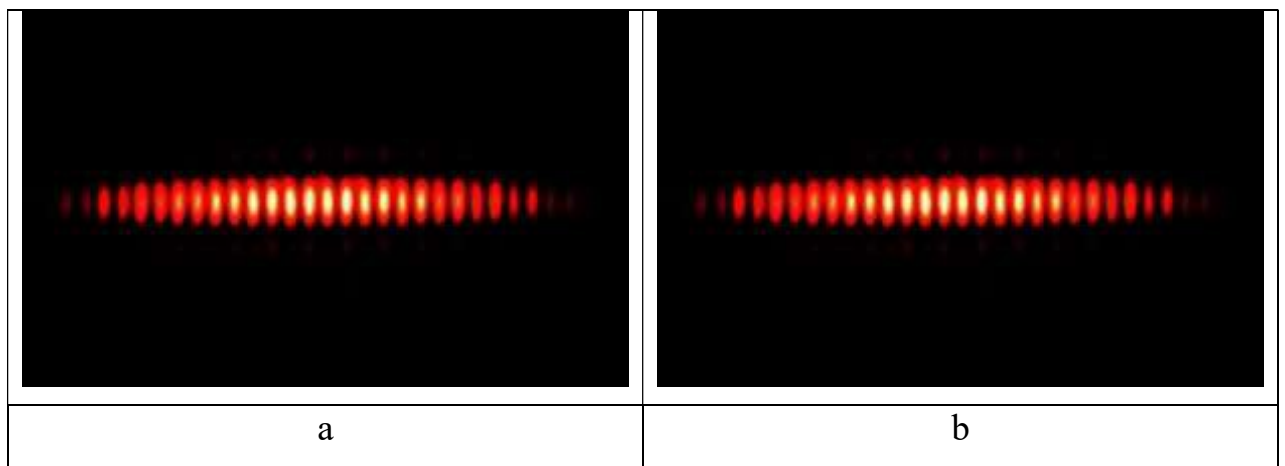


Рис. 5.13. Інтерференційні картини трьохпучкової інтерференції, отримані під час повного внутрішнього відбиття для двох різних конфігурацій діафрагми: вертикальної (10а, рис. 5.11) та горизонтальної (10б).

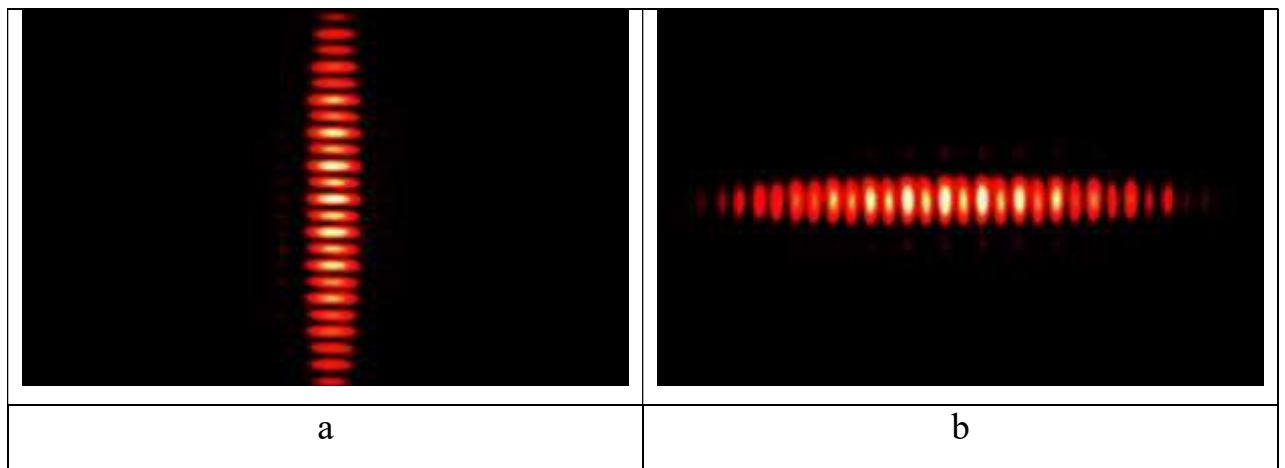


Рис. 5.14. Інтерференційні картини трьохпучкової інтерференції при повному внутрішньому відбитті за вертикального розташування діафрагми 10 (рис. 5.11, 10b) та за горизонтального розташування діафрагми 10 (рис. 5.11, 10a).

Подвоєння просторової частоти інтерференційних смуг було встановлено як опорну систему для визначення зсуву, зумовленого різницею оптичних шляхів між двома ортогонально поляризованими пучками. Цей ефект обрано тому, що він забезпечує більш чіткий візуальний маркер і є придатним для автоматизованого виявлення.

Поворот щілин на 90° призводить до появи позовжнього зсуву між ортогональними пучками; однак це не змінює розподіл інтерференційної картини (рис. 5.15). Отже, фазовий зсув між ортогонально лінійно поляризованими пучками не змінюється при введенні позовжнього зміщення між ними.

Цей результат можна пояснити тим, що за умов повного внутрішнього відбиття зсув Гуса—Хенхена також призводить до взаємного зміщення хвильових фронтів відбитих ортогонально лінійно поляризованих пучків. Проте це відбувається таким чином, що пучки залишаються синфазними, і, відповідно, інтерферометр не реєструє жодного позовжнього зміщення між ними.

Отриманий результат свідчить про те, що для коаксіальних ортогонально

лінійно поляризованих пучків, які зазнають повного внутрішнього відбиття, різниця фаз між ними не змінюється навіть за наявності ефекту Гуса—Хенхена. Це, у свою чергу, вказує на можливість одночасного використання ортогонально лінійно поляризованих пучків у волоконно-оптичних лініях зв'язку.

Водночас у цьому експерименті нам вдалося визначити абсолютні фазові зсуви між ортогонально лінійно поляризованими пучками. Для цього установку було відкалібровано за відсутності призми 12 і отримано інтерференційну картину, чутливу до різниці фаз між ортогональними пучками при повному внутрішньому відбитті для обох орієнтацій діафрагми 10 (рис. 5.11).

Компенсація фазового зсуву за допомогою фазового компенсатора дозволяє визначити величину фазового зсуву, яка становить 0,66 рад для горизонтальної орієнтації діафрагми (рис. 5.14a) та 0,67 рад для вертикальної орієнтації (рис. 5.15b).

Оцінювання різниці фаз між ортогональними пучками при повному внутрішньому відбитті для параметрів нашого експерименту з використанням співвідношення

$$\delta = \delta_p - \delta_s = 2 \arctan \left(\frac{\cos \vartheta \sqrt{\sin^2 \vartheta - 1/n^2}}{\sin^2 \vartheta} \right), \quad (5.4)$$

дає значення 0,69 рад, що узгоджується з експериментальними результатами. Далі безпосередньо отримуємо поздовжній зсув Гуса-Хенхена $\Delta D = 0,025 \text{ мкм}$.

Проведене дослідження має перспективи продовження у напрямі інтерферометричних вимірювань просторових зсувів Гуса-Хенхена та Федорова—Імберта в модифікованому інтерферометрі.

Таким чином, експериментально підтверджено, що при повному внутрішньому відбитті когерентних коаксіальних ортогонально лінійно поляризованих пучків поздовжній зсув не супроводжується зміною фазової різниці між ними. Це має важливі практичні наслідки для волоконно-оптичних систем, оскільки дозволяє розглядати одночасне використання ортогональних

поляризацій без виникнення додаткової фазової деградації сигналу.

5.4 Висновки до розділу 5

У розділі 5 виконано комплексне дослідження просторової структури оптичних потоків енергії та фазових ефектів у діелектричних мікроструктурах з геометричною асиметрією, при цьому встановлено, що локальна динаміка електромагнітного поля в ближньому полі суттєво відрізняється від параксіальних уявлень, які базуються на аналізі інтенсивності. Змодельовано циркуляцію енергії та локальні зворотні потоки, а також перенесення енергії вздовж меж поділу середовищ, причому величина локальних потоків досягала $0,45\text{--}0,5\text{ mW}/\mu\text{m}^2$ у критичних зонах перфорованих мікроциліндрів.

Встановлено, що геометрична асиметрія та внутрішні неоднорідності структури формують локалізовані канали переносу енергії. Розраховано, що збільшення діаметра отвору з $0,5\text{ }\mu\text{m}$ до $1,2\text{ }\mu\text{m}$ призводить до зростання амплітуди поздовжньої компоненти потоку на 30–40 %, а заповнення отвору водою забезпечує формування внутрішнього потоку енергії до $0,35\text{ mW}/\mu\text{m}^2$.

Доведено можливість керування оптичними силами шляхом зміни довжини хвилі: при переході між резонансними та нерезонансними умовами оптична сила на наночастинку змінювалася від -5 pN (ретракційна сила) до $+7\text{ pN}$ (репульсивна сила), що свідчить про перспективи використання перфорованих мікроциліндрів як оптичних пасток та щипців.

Розраховано та експериментально підтверджено ефект Гоос–Генхен для коаксіальних ортогонально поляризованих пучків при повному внутрішньому відбитті. Встановлено, що поздовжній зсув ΔD становить $0,025\text{ }\mu\text{m}$, а абсолютні фазові зсуви між ортогональними поляризаціями дорівнюють $0,66\text{--}0,67$ рад, що узгоджується з теоретично розрахованим значенням $0,69$ рад. Це демонструє, що навіть за наявності зсуву Гоос–Генхен фазова різниця між ортогональними поляризаціями залишається стабільною, що є критично важливим для волоконно-оптичних систем зв'язку.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі вирішено актуальну наукову задачу генерації та керованого перерозподілу оптичних потоків енергії для досягнення надроздільної здатності в оптичних та волоконно-оптичних системах на основі структурованих світлових полів і мод з орбітальним кутовим моментом.

1. Теоретично обґрунтовано механізми подолання дифракційного обмеження за допомогою фазово- та поляризаційно-структурованого світла, зокрема оптичних вихрових пучків з орбітальним кутовим моментом. Показано, що формування темних центральних областей та контроль топологічного заряду забезпечують локалізацію енергії у субдифракційних масштабах, що підвищує роздільну здатність методів надроздільної мікроскопії з ~ 200 нм до 50–70 нм (3–4 рази) і у деяких конфігураціях до 30–40 нм.

2. Розроблено єдиний теоретичний підхід до аналізу модової структури оптичних волокон шляхом редукції хвильового рівняння до рівняння Шредінгера. Встановлено, що для GRIN-волокон модовий спектр є регулярним і виродженим, що створює умови для стабільного формування ОКМ-мод. Застосування суперсиметричних (SUSY) перетворень дозволяє здійснювати селекцію вихрових мод шляхом елімінування фундаментальної моди без орбітального моменту при збереженні ізоспектральності системи, що підвищує часову стабільність мод у 2–5 разів, просторову локалізацію у серцевині волокна до ± 50 –100 нм і покращує роздільну здатність методів надроздільної мікроскопії на 20–30 %.

3. Теоретично обґрунтовано, змодельовано на компютері та експериментально підтверджено формування фазових сингулярностей у двовісних анізотропних структурах. Встановлено, що формуються сингулярності з топологічним зарядом ± 1 при сумарному індексі $+2$. Змодельовано розподіли інтенсивності для товщини шару $L = 10$ –200 мкм та розраховано зростання градієнта інтенсивності ($G = \Delta I / \Delta x$) зі зменшенням площі локалізації при незмінному

топологічному заряді. Розроблено та виготовлено поляризаційно-керовану структуру на основі ПЕТ-плівки товщиною 74 мкм з $\Delta n = 0,085$ ($\lambda = 632,8$ нм). Доведено збереження фазових сингулярностей при поширенні у низькомодовому волокні довжиною 1 м з діаметром серцевини 9 мкм.

4. Для задач STED-мікроскопії розраховано модові характеристики оптичних волокон при довжинах хвиль 594 нм та 775 нм. Визначено нормалізовану частоту (V-параметр): $V \approx 7,69$ для 594 нм та $V \approx 5,9$ для 775 нм при радіусі серцевини 3 $\mu\text{м}$ і відносній різниці показників заломлення $\Delta = 0,01342$, що забезпечує підтримку двомодового режиму (LP_{01} та LP_{11}). На основі моделювання просторових розподілів електричного поля встановлено, що фундаментальна мода LP_{01} формує квазігаусовий профіль із центральним максимумом інтенсивності, оптимальний для збудження флуорофора, тоді як мода LP_{11} утворює «бубликоподібний» профіль із центральним нулем інтенсивності, необхідний для деплеції у STED.

5. Доведено, що GRIN-волокна забезпечують суттєві переваги порівняно зі ступінчастими волокнами:

- зменшену міжмодову дисперсію $\approx 0,05\text{--}0,08$ пс/нм·км (у ступінчастих волокнах $\approx 0,12\text{--}0,15$ пс/нм·км), що забезпечує кращу просторово-часову узгодженість імпульсів збудження та деплеції;
- вищий контраст «бубликоподібного» профілю деплеційної моди: співвідношення інтенсивності центру до максимального кільця $\approx 0,85\text{--}0,9$ у GRIN та $\approx 0,65\text{--}0,7$ у ступінчастих волокнах;
- меншу ширину центрального кільця $\approx 1,2$ $\mu\text{м}$ у GRIN-волокнах проти $\approx 1,5\text{--}1,6$ $\mu\text{м}$ у ступінчастих;
- менше перекриття зон збудження і деплеції, що дозволяє знизити нецільове пригнічення флуоресценції і підвищити ефективну просторову роздільну здатність STED-системи на 20–30 %.

Таким чином, GRIN-волокна є більш оптимальною платформою для компактних волоконно-інтегрованих STED-систем, забезпечуючи стабільну доставку пучків, високий контраст «бубликоподібних» профілів та мінімальні

просторові перекриття, що суттєво підвищує ефективність надроздільної мікроскоп

6. Змодельовано та досліджено локальні потоки енергії у асиметричних діелектричних мікроструктурах. Встановлено формування зворотних потоків з локальною густиною до $0,45\text{--}0,5 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$. Розраховано, що зміна діаметра перфорації з $0,5$ до $1,2 \mu\text{m}$ збільшує поздовжню компоненту потоку на $30\text{--}40 \%$, а оптичні сили змінюються від -5 pN до $+7 \text{ pN}$ залежно від резонансних умов.

7. Експериментально підтверджено ефект Гоос–Генхен з поздовжнім зсувом $0,025 \mu\text{m}$ та фазовою різницею $0,66\text{--}0,67$ рад, що добре узгоджується з теоретичним значенням $0,69$ рад. Отримані результати демонструють високу фазову стабільність ортогональних поляризацій у волоконних системах під час повного внутрішнього відбивання. Така стабільність забезпечується завдяки використанню розробленого високочутливого трипучкового інтерферометра, який дозволяє точно вимірювати малі зміщення та фазові зсуви світлових пучків.

Отримані результати узагальнюються у вигляді цілісної фізичної концепції керування оптичними потоками енергії на основі фазової, модової та геометричної структуризації світлових полів. Показано, що контроль топологічного заряду (± 1), параметрів анізотропних шарів ($L = 10\text{--}200 \text{ мкм}$), характеристик волокон (радіус серцевини $3\text{--}4,5 \text{ мкм}$, довжина 1 м , $\Delta \approx 0,013\text{--}0,014$) та робочих довжин хвиль 594 нм і 775 нм забезпечує стабільне формування й передавання вихрових мод із високим контрастом «бубликоподібного» профілю ($\approx 0,85\text{--}0,9$), зменшеною міжмодовою дисперсією ($\approx 0,05\text{--}0,08 \text{ пс/нм}\cdot\text{км}$) і контрольованими локальними оптичними силами до $\pm 7 \text{ пН}$. Сукупність цих результатів створює науково обґрунтовану основу для реалізації компактних волоконно-інтегрованих систем надроздільної мікроскопії, пристроїв мультиплексування ОКМ-мод і елементів нанофотоніки з підвищеною стабільністю та ефективністю.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Born M., Wolf E. Principles of Optics. 7th ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 986 p.
2. Saleh B. E. A., Teich M. C. Fundamentals of Photonics. 2nd ed. New York: Wiley, 2007. 1000 p.
3. Goodman J. W. Introduction to Fourier Optics. 3rd ed. Englewood: Roberts & Company, 2005. 528 p.
4. Wang F. et al. Efficiency-enhanced and sidelobe-suppressed super-oscillatory lenses. *Nanoscale*. 2020. Vol. 12. P. 7063–7071.
5. Booth M. J. Adaptive optics in microscopy. *Philos. Trans. A Math. Phys. Eng. Sci.* 2007. Vol. 365. P. 2829–2843.
6. Piccardo M., Ginis V., Forbes A., et al. Roadmap on multimode light shaping. *Journal of Optics*. 2022. Vol. 24, No. 1, Art. 013001.
7. Minin I. V., Minin O. V. Diffractive Optics and Nanophotonics. Cham: Springer. 2016. 123 p.
8. Hell S. W. Far-field optical nanoscopy. *Science*. 2007. Vol. 316. P. 1153–1158.
9. Vicidomini G. et al. STED super-resolved microscopy. *Nat. Methods*. 2018. Vol. 15. P. 173–182.
10. Zheludev N. I., Kivshar Y. S. From metamaterials to metadevices. *Nat. Mater.* 2012. Vol. 11. P. 917–924.
11. Betzig E., et al. Imaging intracellular fluorescent proteins at nanometer resolution. *Science*. 2006. Vol. 313. P. 1642–1645.
12. Rust M. J., Bates M., Zhuang X. Sub-diffraction-limit imaging by stochastic optical reconstruction microscopy (STORM). *Nat. Methods*. 2006. Vol. 3. P. 793–795.
13. Chen S., Moitra A. Algorithmic Foundations for the Diffraction Limit. *arXiv preprint arXiv:2004.07659*. 2020.
14. Forbes K., et al. Structured light. *Nat Photonics*. 2021. Vol. 15. P. 253–262.
15. Rubinsztein-Dunlop H., et al. Roadmap on structured light. *J Opt.* 2017. Vol.

19. 013001.
16. Padgett M., Bowman R. Tweezers with a twist. *Nat. Photonics*. 2017. Vol. 11. P. 63–74.
17. Marrucci L., Manzo C., Paparo D. Optical spin-to-orbital angular momentum conversion. *J Opt*. 2011. Vol. 13. 064001.
18. Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications. *Adv Opt Photonics*. 2009. Vol. 1. P. 1–57.
19. Quabis S., et al. Focusing light to a tighter spot. *Opt Commun*. 2000. Vol. 179. P. 1–7.
20. Kildishev A. V., Boltasseva A., Shalaev V. M. Planar photonics with metasurfaces. *Science*. 2013. Vol. 339. P. 1232009.
21. Genevet P., et al. Recent advances in planar optics: from plasmonic to dielectric metasurfaces. *Optica*. 2017. Vol. 4. P. 139–152.
22. Barati H., Litchinitser N. Singular optics empowered by engineered optical materials. *Nanophotonics*. 2023. Vol. 12, No. 14. P. 2687–2716.
23. Schermelleh L., Heintzmann R., Leonhardt H. A guide to super-resolution fluorescence microscopy. *J Cell Biol*. 2010. Vol. 190. P. 165–175.
24. Huang B., Babcock H., Zhuang X. Breaking the diffraction barrier: super-resolution imaging of cells. *Cell*. 2010. Vol. 143. P. 1047–1058.
25. Shao L., Kner P., Rego E. H., Gustafsson M. G. L. Super-resolution 3D microscopy of live whole cells using structured illumination. *Nat. Methods*. 2011. Vol. 8. P. 1044–1046.
26. Maurer C., Jesacher A., Bernet S., Ritsch-Marte M. What spatial light modulators can do for optical microscopy. *Laser & Photon Rev*. 2011. Vol. 5. P. 81–101.
27. Yao A. M., Padgett M. J. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications. *Advances in Optics and Photonics*. 2011. Vol. 3, No. 2. P. 161–204.
28. Fu S., Gao C. Optical Vortex Beams. Singapore: Springer. 2023. 322 p.
29. Bliokh K. Y., Nori F. Transverse and longitudinal angular momenta of light. *Physics Reports*. 2015. Vol. 592. P. 1–38.

30. Ma M., Lian Y., Wang Y., Lu Z. Generation, transmission and application of orbital angular momentum in optical fiber: A review. *Frontiers in Physics*. 2021. Vol. 9. Art. 773505.
31. Ramachandran S., Kristensen P. Optical vortices in fiber. *Nanophotonics*. 2013. Vol. 2, No. 5–6. P. 455–474.
32. Bozinovic N., Yue Y., Ren Y., Tur M., Kristensen P., Huang H. et al. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers. *Science*. 2013. Vol. 340, No. 6140. P. 1545–1548.
33. Yan L., Kristensen P., Ramachandran S. Vortex fibers for STED microscopy. *APL Photonics*. 2019. Vol. 4, No. 2. Art. 026103.
34. Andrews D. L. (Ed.). *Structured Light and Its Applications*. Academic Press, 2012.
35. Torres J. P., Torner L. *Twisted Photons: Applications of Light With Orbital Angular Momentum*. Wiley-VCH. 2011.
36. Padgett M., Arlt J., Simpson N., Allen L. An experiment to observe the intensity and phase structure of Laguerre–Gaussian laser modes. *Am. J. Phys.* 1996. Vol. 64. P. 77–82.
37. Xie C., Giust R., Jukna V., et al. Light trajectory in Bessel-Gauss vortex beams. *J. Opt. Soc. Am. A*. 2015. Vol. 32. P. 1313–1316.
38. Li H., Liu H., Chen X. Nonlinear generation of Airy vortex beam. *Opt. Express*. 2018. Vol. 26. P. 21204–21209.
39. Li X., Ren Z., Xu F., et al. Generation of perfect helical Mathieu vortex beams. *Opt. Express*. 2021. Vol. 29. P. 32439–32452.
40. Zhou G., Ru G. Angular momentum density of a linearly polarized Lorentz–Gauss vortex beam. *Opt. Commun.* 2014. Vol. 313. P. 157–169.
41. Vaity P., Rusch L. Perfect vortex beam: Fourier transformation of a Bessel beam. *Opt. Lett.* 2015. Vol. 40. P. 597–600.
42. Hricha Z., Yaalou M., Belafhal A. Introduction of the vortex Hermite-Cosh-Gaussian beam and the analysis of its intensity pattern upon propagation. *Opt. Quantum Electron.* 2021. Vol. 53.

43. Nasalski W. Elegant Laguerre–Gaussian beams—formulation of exact vector solution. *J. Opt.* 2018. Vol. 20. P. 105601.
44. Yang Y., Dong Y., Zhao C., Cai Y. Generation and propagation of an anomalous vortex beam. *Opt. Lett.* 2013. Vol. 38. P. 5418–5421.
45. Das B.K., Ciappina M.F. Optical Vortices: Revolutionizing the Field of Linear and Nonlinear Optics. *arXiv:2510.27200*. 2025.
46. Gregg P., Kristensen P., Ramachandran S. Conservation of orbital angular momentum in air-core optical fibers. *Optica*. 2015. Vol. 2. P. 267–270.
47. Liu Y., Wang Y., Geng W., Zhao W., Zhang H., Zhang W., Pan Z., Yue Y. Parabolic-Index Ring-Core Fiber Supporting High-Purity Orbital Angular Momentum Modes. *Sensors*. 2023. Vol. 23, No. 7. Art. 3641.
48. Yang J., Chen S.-Q., Litchinitser N. Structured-vortex guidance in photonic crystal fibers. *Optics Letters*. 2019. Vol. 44. P. 5658–5661.
49. Zhang Y., Li X., Wang J., et al. A Hybrid Cladding Ring-Core Photonic Crystal Fiber for OAM Transmission with Weak Spin–Orbit Coupling and Strong Bending Resistance. *Photonics*. 2024. Vol. 10, No. 4, Art. 352.
50. Snyder A. W., Love J. D. *Optical Waveguide Theory*. Springer, 1983. 734 p.
51. Gloge D. Weakly Guiding Fibers. *Applied Optics*, 1971. Vol. 10, No. 10, P. 2252–2258.
52. Olaleye T. M., Ribeiro P. A., Raposo M. Generation of photon orbital angular momentum and its application in space division multiplexing. *Photonics*. 2023. Vol. 10, No. 6. P. 664.
53. Bai X., Jin R., Liu L., Geng J., Liang X. Generation of OAM Radio Waves with Three Polarizations Using Circular Horn Antenna Array. *International Journal of Antennas and Propagation*. 2015. Vol. 2015. No. 1, Art. 132549.
54. Ye F., Wang B.-S., Su Z.-B. Aharonov–Bohm oscillation and chirality effect in optical activity of single-wall carbon nanotubes. *Phys. Rev. B*. 2004. Vol. 70, No. 15. 153406.
55. Hurtado-Aviles E.A., Vila M., Vilatela J.J., Martines-Arano H., Bornacelli J., García-Merino J.A., Cervantes-Sodi F., Torres-Torres C. Structured Light Using

- Carbon Nanostructures Driven by Kerr Nonlinearities and a Magnetic Field. *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2022. Vol. 24. P. 1081–1090.
56. Volyar A., Bretsko M., Akimova Y., Egorov Y. Measurement of the Vortex and Orbital Angular Momentum Spectra with a Single Cylindrical Lens. *Applied Optics*. 2019. Vol. 58, No. 21. P. 5748–5755.
57. Khonina S.N., Ustinov A.V., Logachev V.I., Porfirev A.P. Properties of Vortex Light Fields Generated by Generalized Spiral Phase Plates. *Physical Review A*. 2020. Vol. 101, No. 4. 043829.
58. Fang X., Ren H., Gu M. Orbital Angular Momentum Holography for High-Security Encryption. *Nature Photonics*. 2020. Vol. 14, No. 2. P. 102–108.
59. Forbes A., Dudley A., McLaren M. Creation and Detection of Optical Modes with Spatial Light Modulators. *Advances in Optics and Photonics*. 2016. Vol. 8, No. 2. P. 200–227.
60. Slussarenko S., Murauski A., Du T., Chigrinov V., Marrucci L., Santamato E. Tunable Liquid Crystal q-Plates with Arbitrary Topological Charge. *Optics Express*. 2011. Vol. 19, No. 5. P. 4085–4090.
61. Cai Y., Chen Y., Yu J., Liu X., Liu L. Generation of partially coherent beams. *Progress in Optics*. 2017. Vol. 62. P. 157–223.
62. Ni J., Huang C., Zhou L. M., Gu M., Song Q., Kivshar Y., Qiu C. W. Multidimensional phase singularities in nanophotonics. *Science*. 2021. Vol. 374, No. 6566. Art. eabj0039.
63. Rui G., Gu B., Cui Y., Zhan Q. Detection of orbital angular momentum using a photonic integrated circuit. *Scientific Reports*. 2016. Vol. 6, No. 1. Art. 28262.
64. Yuan G., Cao S., Zhang P., Peng F., Peng Z., Wang Z. Achieving wide-range photonics applications based on a compact grating-assisted silicon micro-ring resonator. *Optik*. 2019. Vol. 183. P. 887–896.
65. Ma Q., Cui T. J. Information metamaterials: bridging the physical world and digital world. *PhotoniX*. 2020. Vol. 1, No. 1. P. 1.
66. Prinz E., Hartelt M., Spektor G., Orenstein M., Aeschlimann M. Orbital angular momentum in nanoplasmonic vortices. *ACS Photonics*. 2023. Vol. 10, No. 2.

P. 340–367.

67. Ahmed H., Kim H., Zhang Y., Intaravanne Y., Jang J., Rho J., ... Chen X. Optical metasurfaces for generating and manipulating optical vortex beams. *Nanophotonics*. 2022. Vol. 11, No. 5. P. 941–956.
68. Han Y., Liu Y. G., Wang Z., Huang W., Chen L., Zhang H. W., Yang K. Controllable all-fiber generation/conversion of circularly polarized orbital angular momentum beams using long period fiber gratings. *Nanophotonics*. 2018. Vol. 7, No. 1. P. 287–293.
69. Pidishety S., Pachava S., Gregg P., Ramachandran S., Brambilla G., Srinivasan B. Orbital angular momentum beam excitation using an all-fiber weakly fused mode selective coupler. *Optics Letters*. 2017. Vol. 42, No. 21. P. 4347–4350.
70. Eznavesh Z. S. et al. Photonic lantern broadband orbital angular momentum mode multiplexer. *Optics Express*. 2018. Vol. 26, No. 23. P. 30042–30051.
71. Huang W. et al. Generation and excitation of different orbital angular momentum states in a tunable microstructure optical fiber. *Optics Express*. 2015. Vol. 23, No. 26. P. 33741–33752.
72. Harris M., Hill C. A., Tapster P. R., Vaughan J. M. Laser modes with helical wave fronts. *Physical Review A*. 1994. Vol. 49, No. 4. P. 3119.
73. Lv F., Li X., Tai Y., Zhang L., Nie Z., Chen Q. High-order topological charges measurement of LG vortex beams with a modified Mach–Zehnder interferometer. *Optik*. 2015. Vol. 126, No. 23. P. 4378–4381.
74. Dai K., Gao C., Zhong L., Na Q., Wang Q. Measuring OAM states of light beams with gradually-changing-period gratings. *Optics Letters*. 2015. Vol. 40, No. 4. P. 562–565.
75. Leach J., Padgett M. J., Barnett S. M., Franke-Arnold S., Courtial J. Measuring the orbital angular momentum of a single photon. *Physical Review Letters*. 2002. Vol. 88, No. 25. Art. 257901.
76. Zheng S., Wang J. Measuring orbital angular momentum (OAM) states of vortex beams with annular gratings. *Scientific Reports*. 2017. Vol. 7, No. 1. Art. 40781.

77. Liu K., Li X., Cheng Y., Gao Y., Fan B., Jiang Y. OAM-based multitarget detection: From theory to experiment. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2017. Vol. 27, No. 8. P. 760–762.
78. Black R. J., Ankiewicz A. Fiber-optic analogies with mechanics. *American Journal of Physics*. 1985. Vol. 53, No. 6. P. 554–563.
79. Davydov A. S. Quantum Mechanics. International Series in Natural Philosophy. Vol. 1. Elsevier. 2013. 636 p.
80. Garside B. K., Lim T. K., Marton J. P. Propagation characteristics of parabolic-index fiber modes: linearly polarized approximation. *Journal of the Optical Society of America*. 1980. Vol. 70, No. 4. P. 395–400.
81. Chen S., Wang J. Theoretical analyses on orbital angular momentum modes in conventional graded-index multimode fibre. *Scientific Reports*. 2017. Vol. 7. Art. 3990.
82. Ramachandran S., Kristensen P., Yan M. F. Generation and propagation of radially polarized beams in optical fibers. *Optics Letters*. 2009. Vol. 34, No. 16. P. 2525–2527.
83. Gendenshtein L. É., Krive I. V. Supersymmetry in quantum mechanics. *Soviet Physics Uspekhi*. 1985. Vol. 28, No. 8. P. 645–666.
84. Angelsky O. V., Shchukin S. P. Supersymmetry Approach for Describing Optical Vortex Generation in Fibers. *Ukrainian Journal of Physical Optics*. 2025. Vol. 26, No. 4. P. 04058–04065.
85. Longhi S. Supersymmetric transparent optical intersections. *Optics Letters*. 2015. Vol. 40, No. 4. P. 463–466.
86. Miri M. A., Heinrich M., Christodoulides D. N. Supersymmetry-generated complex optical potentials with real spectra. *Physical Review A*. 2013. Vol. 87, No. 4. P. 043819.
87. Miri M. A., Heinrich M., El-Ganainy R., Christodoulides D. N. Supersymmetric optical structures. *Physical Review Letters*. 2013. Vol. 110, No. 23. Art. 233902.
88. Macho A., Llorente R., García-Meca C. Supersymmetric transformations in

- optical fibers. *Physical Review Applied*. 2018. Vol. 9, No. 1. Art. 014024.
89. Bateman H., Erdélyi A. *Higher Transcendental Functions*. Vol. 2. New York: McGraw–Hill. 1953. 396 p.
 90. Ung B., Vaity P., Wang L., Messaddeq Y., Rusch L. A., LaRochelle S. Few-mode fiber with inverse-parabolic graded-index profile for transmission of OAM-carrying modes. *Optics Express*. 2014. Vol. 22, No. 15. P. 18044–18055.
 91. Gavrylyak M. S., Maksimyak A. P., Maksimyak P. P., Schukin S. P. Formation of a phase singularity using a biaxial crystal. *Sixteenth International Conference on Correlation Optics. Proc. SPIE*. 2024. Vol. 12938. P. 378–382.
 92. Shchukin S. P., Maksimyak A. P. Formation of energy flows of structured light using a biaxial crystal. *Seventeenth International Conference on Correlation Optics. Proc. SPIE*. 2025. Vol. 13813. P. 239–253.
 93. Berry M. V. Optical currents. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. 2009. Vol. 11, No. 9. Art. 094001.
 94. Angelsky O. V., Bekshaev A. Y., Dragan G. S., Maksimyak P. P., Zenkova C. Y., Zheng J. Structured Light Control and Diagnostics Using Optical Crystals. *Frontiers in Physics*. 2021. Vol. 9. Art. 715045.
 95. Angelsky O. V., Hanson S. G., Maksimyak P. P., Maksimyak A. P., Negrych A. L. Experimental demonstration of singular-optical colouring of regularly scattered white light. *Journal of the European Optical Society – Rapid Publications*. 2008. Vol. 3. Art. 08029.
 96. Angelsky O. V., Maksimyak P. P. Polarization-interference measurement of phase-inhomogeneous objects. *Applied Optics*. 1992. Vol. 31. P. 4417–4419.
 97. Angelsky O. V., Maksymyak P. P., Zenkova C. Y., Maksymyak A. P., Hanson S. G., Ivanskyi D. D. Peculiarities of control of erythrocytes moving in an evanescent field. *Journal of Biomedical Optics*. 2019. Vol. 24, No. 5. Art. 055002.
 98. Angelsky O. V., Zenkova C. Y., Maksymyak P. P., et al. Peculiarities of energy circulation in evanescent field. Application for red blood cells. *Optical Memory and Neural Networks*. 2019. Vol. 28. P. 11–20.
 99. Dobrovolsky Y., Sorokatyi Y. Model and algorithm of creation of silicon

- photodiode with high sensitivity in the middle infrared area of the spectrum. *Radioelectronic and Computer Systems*. 2022. No. 4. P. 98–107.
100. Bozinovic N., Golowich S., Kristensen P., Ramachandran S. Control of orbital angular momentum of light with optical fibers. *Optics Letters*. 2012. Vol. 37, No. 13. P. 2451–2453.
 101. Xie Z. et al. Integrated (de) multiplexer for orbital angular momentum fiber communication. *Photonics Research*. 2018. Vol. 6, No. 7. P. 743–749.
 102. Karimi E., Piccirillo B., Nagali E., Marrucci L., Santamato E. Efficient generation and sorting of orbital angular momentum eigenmodes of light by thermally tuned q-plates. *Applied Physics Letters*. 2009. Vol. 94, No. 23. Art. 231124.
 103. Phelan C. F., O'dwyer D. P., Rakovich Y. P., Donegan J. F., Lunney J. G. Conical diffraction and Bessel beam formation with a high optical quality biaxial crystal. *Optics Express*. 2009. Vol. 17, No. 15. P. 12891–12899.
 104. O'Dwyer D. P., Phelan C. F., Rakovich Y. P., Eastham P. R., Lunney J. G., Donegan J. F. The creation and annihilation of optical vortices using cascade conical diffraction. *Optics Express*. 2011. Vol. 19, No. 3. P. 2580–2588.
 105. Berry M., Bhandari R., Klein S. Black plastic sandwiches demonstrating biaxial optical anisotropy. *European Journal of Physics*. 1999. Vol. 20, No. 1. P. 1.
 106. Angelsky O. V., Maksymiak P. P., Shchukin S. P. Comparative Analysis of Graded-Index and Step-Index Optical Fibers for STED Microscopy. *Ukrainian Journal of Physical Optics*. 2026. Vol. 27, No. 1. P. 01027–01039.
 107. Hell S. W., Wichmann J. Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy. *Optics Letters*. 1994. Vol. 19, No. 11. P. 780–782.
 108. Blom H., Widengren J. Stimulated emission depletion microscopy. *Chemical Reviews*. 2017. Vol. 117, No. 11. P. 7377–7427.
 109. Allen L., Barnett S. M., Padgett M. J. Optical Angular Momentum. Boca Raton: CRC Press, 2016. – 408 p.
 110. Heffernan B. M. et al. A fiber-coupled stimulated emission depletion

- microscope for bend-insensitive through-fiber imaging. *Scientific Reports*. 2019. Vol. 9, No. 1. Art. 11137.
111. Khonina S. N., Striletz A. S., Kovalev A. A., Kotlyar V. V. Propagation of laser vortex beams in a parabolic optical fiber. *Optical Technologies for Telecommunications 2009*. Proc. SPIE. 2010. Vol. 7523. P. 82–93.
 112. Collado Hernández A., Marroquín Gutiérrez F., Rodríguez-Lara B. M. Harmonic motion modes in parabolic GRIN fibers. *Optics Continuum*. 2024. Vol. 3, No. 6. P. 1025–1037.
 113. Noda J., Okamoto K., Sasaki Y. Polarization-maintaining fibers and their applications. *Journal of Lightwave Technology*. 2003. Vol. 21, No. 8. P. 1071–1089.
 114. Zhang Q., Hu Q., Berlage C., Kner P., Judkewitz B., Booth M., Ji N. Adaptive optics for optical microscopy [Invited]. *Biomedical Optics Express*. 2023. Vol. 14, No. 4. P. 1732–1756.
 115. Jacomme L. Modal dispersion in multimode graded-index fibers. *Applied Optics*. 1975. Vol. 14, No. 11. P. 2578–2584.
 116. Ferraro M., Mangini F., Zitelli M., Jauberteau R., Sun Y., Parra-Rivas P., Krupa K., Tonello A., Couderc V., Wabnitz S. Spatial beam cleaning in multimode GRIN fibers. Polarization effects. *IEEE Photonics Journal*. 2023. Vol. 15, No. 5. P. 1–6.
 117. Heffernan B. M., Niederriter R. D., Siemens M. E., Gopinath J. T. Simultaneous control of orbital angular momentum and beam profile in two-mode polarization-maintaining fiber. *Optics Letters*. 2016. Vol. 41, No. 24. P. 5736–5739.
 118. Angelsky O. V., Bekshaev A. Y., Hanson S. G., Zenkova C. Y., Mokhun I. I., Zheng J. Structured light: ideas and concepts. *Frontiers in Physics*. 2020. Vol. 8. P. 114.
 119. Angelsky O. V., Bekshaev A. Y., Vasnetsov M. V., Zenkova C. Y., Maksimyak P. P., Zheng J. Optical phase singularities: Physical nature, manifestations and applications. *Frontiers in Physics*. 2022. Vol. 10. Art. 1060787.
 120. Maksimyak P. P., Shchukin S. P. Back-beam energy flow in perforated microcylinders. *Proc. SPIE. Seventeenth International Conference on Correlation*

Optics. 2025. Vol. 13813. P. 229–238.

121. Angelsky O. V., Bekshaev A. Y., Zenkova C. Y., Gavrylyak M. S., Maksimyak P. P., Maksimyak O. P., Shchukin S. P., Zheng J., Cai J. Plane-wave scattering by asymmetric mesoscale semicylinder: Controllable formation of multiple interrelated photonic nanojets. *Frontiers in Physics*. 2026. Vol. 14. Art. 1744525.

122. Maksymiak P., Shchukin S. Interference-based Research of the Goos-Hänchen Effect. *Security of Infocommunication Systems and Internet of Things*. 2025. Vol. 3, No. 1. P. 01006–01006.

123. Chen Z., Taflove A., Backman V. Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique. *Optics Express*. 2004. Vol. 12, No. 7. P. 1214–1220.

124. Geints Y., Minin I. V., Minin O. V. Whispering-gallery modes promote enhanced optical backflow in a perforated dielectric microsphere. *Optics Letters*. 2022. Vol. 47, No. 8. P. 1786–1789.

125. Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Physical Review Letters*. 1970. Vol. 24, No. 4. P. 156–159.

126. Bekshaev A. Ya., Soskin M. S. Transverse energy flows in vectorial fields of paraxial beams with singularities. *Optics Communications*. 2007. Vol. 271. P. 332–348.

127. Zheng J., Lam S. H., Huang H., Shao L. Optical-resonance-assisted movement control of nanomotors: recent progress. *Advanced Intelligent Systems*. 2020. Vol. 2. Art. 1900160.

128. Bekshaev A. Y. Subwavelength particles in an inhomogeneous light field: optical forces associated with the spin and orbital energy flows. *Journal of Optics*. 2013. Vol. 15. No. 4. Art. 044004.

129. Baranov D., Zuev D., Lepeshov S., Kotov O., Krasnok A., Evlyukhin A., Chichkov B. All-dielectric nanophotonics: The quest for better materials and fabrication techniques. *Optica*. 2017. Vol. 4. P. 814–825.

130. Evlyukhin A. B., Reinhardt C., Seidel A., Luk'yanchuk B. S., Chichkov B. N. Optical response features of Si-nanoparticle arrays. *Physical Review B*. 2010. Vol.

82. Art. 045404.
131. Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Brongersma M. L., Kivshar Y. S., Luk'yanchuk B. Optically resonant dielectric nanostructures. *Science*. 2016. Vol. 354(6314). Art. aag2472.
132. Paniagua-Domínguez R., Yu Y. F., Miroshnichenko A. E., Krivitsky L. A., Fu Y. H., Valuckas V., Gonzaga L., Toh Y. T., Kay A. Y. S., Luk'yanchuk B., Kuznetsov A. I. Generalized Brewster effect in dielectric metasurfaces. *Nature Communications*. 2016. Vol. 7. Art. 10362.
133. Staude I., Schilling J. Metamaterial-inspired silicon nanophotonics. *Nature Photonics*. 2017. Vol. 11. P. 274–284.
134. Heifetz A., Kong S.-C., Sahakian A. V., Taflove A., Backman V. Photonic nanojets. *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*. 2009. Vol. 6(9). P. 1979–1992.
135. Ferrand P., Wenger J., Devilez A., Pianta M., Stout B., Bonod N., Popov E., Rigneault H. Direct imaging of photonic nanojets. *Optics Express*. 2008. Vol. 16. P. 6930–6940.
136. Luk'yanchuk B., Paniagua-Domínguez R., Minin I., Minin O., Wang Z. Refractive index less than two: photonic nanojets yesterday, today and tomorrow. *Optical Materials Express*. 2017. Vol. 7(6). P. 1820–1847.
137. Yue L., Wang Z., Yan B., Xie Y., Geints Y. E., Minin O. V., Minin I. V. Near-field light-bending photonic switch: Physics of switching based on three-dimensional Poynting vector analysis. *Photonics*. 2022. Vol. 9. Art. 154.
138. Gavryliak M. S., Maksimyak A. P., Maksimyak P. P. Formation of a photonic zigzag by a half cylinder. *Proc. SPIE*. 2021. Vol. 12126. Art. 121260D.
139. Geffrin J.-M., García-Cámara B., Gómez-Medina R., Albella P., Froufe-Pérez L. S., Eyraud C., Litman A., Vaillon R., González F., Nieto-Vesperinas M., Sáenz J. J. Magnetic and electric coherence in forward- and back-scattered electromagnetic waves by a single dielectric subwavelength sphere. *Nature Communications*. 2012. Vol. 3. Art. 1171.

140. Zhou S., Deng Y., Zhou W., Yu M., Urbach H. P., Wu Y. Effects of whispering gallery mode in microsphere super-resolution imaging. *Applied Physics B*. 2017. Vol. 123. Art. 236.
141. Goos F., Hänchen H. Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion. *Ann. Phys.* 1947. Vol. 436. P. 333–346.
142. Fedorov F. I. On the theory of total internal reflection. *Sov. Phys. Dokl.* 1955. Vol. 105. P. 465–468.
143. Imbert C. Calculation and experimental proof of the transverse shift induced by total internal reflection of a circularly polarized light beam. *Phys. Rev. D*. 1972. Vol. 5, No. 4. P. 787–796.
144. Lai H. M., Cheng F. C., Tang W. K. Goos–Hänchen effect around and off the critical angle. *J. Opt. Soc. Am. A*. 1986. Vol. 3, No. 4. P. 550–557.
145. Schwefel H. G. L., Köhler W., Lu Z. H., Fan J., Wang L. J. Direct experimental observation of the single reflection optical Goos–Hänchen shift. *Opt. Lett.* 2008. Vol. 33, No. 7. P. 794–796.
146. Merano M., Aiello A., van Exter M. P., Woerdman J. P. Observing angular deviations in the specular reflection of a light beam. *Nat. Photon.* 2009. Vol. 3. P. 337–340.
147. Araújo M. P., Carvalho S. A., De Leo S. The frequency crossover for the Goos–Hänchen shift. *J. Mod. Opt.* 2013. Vol. 60, No. 20. P. 1772–1780.
148. Araújo M. P., De Leo S., Maia G. G. Closed-form expression for the Goos–Hänchen lateral displacement. *Phys. Rev. A*. 2016. Vol. 93, No. 2. Art. 023801.
149. Araújo M. P., Carvalho S. A., De Leo S. The asymmetric Goos–Hänchen effect. *J. Opt.* 2014. Vol. 16, No. 1. Art. 015702.
150. Asiri S., Wang L. G. Controlling the Goos–Hänchen shift in a double prism structure using three-level Raman gain medium. *Sci. Rep.* 2023. Vol. 13. Art. 22780.
151. McKay S. et al. Observation of a giant Goos–Hänchen shift for matter waves. *Physical Review Letters*. 2025. Vol. 134, No. 9. P. 093803.

ДОДАТКИ

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації

Наукові праці у виданнях, включених до переліку наукових фахових видань України та проіндексованих у наукометричній базі даних Scopus:

1. Angelsky O. V., Maksymiak P. P., Shchukin S. P. Comparative Analysis of Graded-Index and Step-Index Optical Fibers for STED Microscopy. *Ukrainian Journal of Physical Optics*. 2026. Vol. 27, No. 1. P. 01027–01039. (Scopus, Q2 – <https://www.scimagojr.com/journalsearch.php?q=11400153315&tip=sid&clean=0>).
(Внесок авторів: Ангельський О.В., Максим'як П.П.: постановка задачі, обговорення; Щукін С.П.: проведено теоретичний аналіз поширення структурованого випромінювання в градієнтних та ступінчастих волокнах, виконано порівняння модового складу та проаналізовано умови формування вихрових пучків).
2. Angelsky O. V., Shchukin S. P. Supersymmetry Approach for Describing Optical Vortex Generation in Fibers. *Ukrainian Journal of Physical Optics*. 2025. Vol. 26, No. 4. P. 04058–04065. (Scopus, Q2 – <https://www.scimagojr.com/journalsearch.php?q=11400153315&tip=sid&clean=0>).
(Внесок авторів: Ангельський О.В.: постановка задачі, обговорення; Щукін С.П.: виконано теоретичне обґрунтування застосування SUSY підходу до опису генерації оптичних вихорів у волоконних системах, проведено аналітичні розрахунки параметрів мод та здійснено аналіз отриманих результатів).

Наукові статті, опубліковані у періодичних наукових виданнях, проіндексованих у наукометричній базі даних Scopus:

3. Shchukin S. P., Maksimyak A. P. Formation of energy flows of structured light using a biaxial crystal. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical*

Engineering: Seventeenth International Conference on Correlation Optics. 2025. Vol. 13813. P. 239–253. (ISSN:0277786X, Scopus). (Внесок авторів: Щукін С.П.: виконано експериментальне дослідження перерозподілу енергетичних потоків структурованого світла в двовісному кристалі, проаналізовано формування фазових сингулярностей; Максим'як А.П.: обговорення).

4. Maksimyak A. P., Maksimyak P. P., Shchukin S. P. Investigation of the stability of optical vortices in a low-mode optical fiber. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering: Sixteenth International Conference on Correlation Optics. 2024. Vol. 12938, 129382B. (ISSN:0277786X, Scopus). (Внесок авторів: Максим'як П.П.: постановка задачі; Максим'як А.П., розробка математичної моделі, обговорення; Щукін С.П.: виконано моделювання поширення оптичних вихорів у маломодовому волокні, досліджено умови їхньої стійкості та вплив параметрів волокна на збереження топологічного заряду.)*

5. Angelsky O. V., Bekshaev A. Y., Zenkova C. Y., Gavrylyak M. S., Maksimyak P. P., Maksimyak O. P., Shchukin S. P., Zheng J., Cai J. Plane-wave scattering by asymmetric mesoscale semicylinder: Controllable formation of multiple interrelated photonic nanojets. *Frontiers in Physics. 2026. Vol. 14. Art. 1744525. (Scopus, Q2 – <https://www.scimagojr.com/journalsearch.php?q=21100831025&tip=sid&clean=0>).*

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

6. Максим'як П.П., Щукін С.П. Ефект Гауса-Ханхена в оптичному волокні. *Physical and Technological Problems of Transmission, Processing, and Storage of Information in Infocommunication Systems: proceedings of Xth International Scientific-Practical Conference, Chernivtsi, 15-17 May 2025 / Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, 2025. P. 33-34. (Внесок авторів: Максим'як П.П.: постановка задачі; Щукін С.П.: проведено числові розрахунки зміщення пучка в оптичному волокні, досліджено вплив параметрів волокна на величину ефекту та здійснено аналіз отриманих результатів.)*

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації

7. Maksymiak P., Shchukin S. Interference-based Research of the Goos-Hänchen Effect. *Security of Infocommunication Systems and Internet of Things*. 2025. Vol. 3, No. 1. P. 01006–01006. (Внесок авторів: Максимяк П.П.: постановка задачі, розробка експериментальної установки; Щукін С.П.: розроблено інтерференційну модель дослідження ефекту Гоос–Хенхен, виконано числові розрахунки зміщення відбитого пучка та здійснено аналіз отриманих залежностей).

ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ МАТЕРІАЛІВ ДИСЕРТАЦІЇ

1. 16-та міжнародна конференція «Кореляційна оптика 2023» Чернівці 18-21 вересня 2023, форма участі — очна участь.
2. X Міжнародна Науково-Практична Конференція «Фізико-технологічні проблеми передавання, оброблення та зберігання інформації в інфокомунікаційних системах». Чернівці, 15-17 травня 2025, форма участі — дистанційна з публікацією тез.
3. 17-та міжнародна конференція «Кореляційна оптика 2025» Чернівці, 8-12 вересня 2025, форма участі — очна участь.