

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна
Факультет радіофізики, біомедичної
електроніки та комп'ютерних систем
Кафедра квантової радіофізики

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри



Вячеслав МАСЛОВ підпис

ініціали, прізвище

“ 6 ” грудня 2023 року

Кваліфікаційна робота магістра

на тему: **ФОРМУВАННЯ ВИХРОВИХ ЛАЗЕРНИХ ПУЧКІВ
СПІРАЛЬНИМИ ФАЗОВИМИ ЕЛЕМЕНТАМИ**

Виконав: студент II курсу магістратури, групи РР-62
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали,
освітньо-професійна програма «Радіофізика і електроніка»



Владислав ЗАВАРЗІН

Керівник

кандидат фіз.-мат. наук,

доцент



Андрій ДЕГТЯРЬОВ

2023 рік

ЗМІСТ

Анотація.....	3
Abstract.....	4
ВСТУП	5
1. Аналітичний і літературний огляд	7
2. Теоретична модель і методика розрахунку	22
3. Результати розрахунку і їх аналіз.....	25
4. Висновки.....	36
Список літератури.....	37

Анотація

Дипломна робота в 38 сторінках містить 37 рисунків та 13 бібліографічних посилань.

У дипломній роботі теоретично досліджено непараксіальну дифракцію несиметричної TE_{11} -моди хвилевідного резонатора терагерцевого лазера ($\lambda = 432,6 \text{ }\mu\text{м}$) на основі круглого порожнистого металевого хвилеводу при її взаємодії зі спіральною фазовою пластинкою. Числовим моделюванням вивчено особливості розподілу інтенсивності і фази отриманих вихрових пучків при їх поширенні у вільному просторі у зоні дифракції Френеля.

Abstract

Graduate work in 38 pages contains 37 drawings and 13 bibliographic references.

In the diploma work, the non-paraxial diffraction of the asymmetric TE_{11} -mode of the waveguide resonator of a terahertz laser ($\lambda = 432.6 \text{ } \mu\text{m}$) based on a round hollow metal waveguide in its interaction with a spiral phase plate is theoretically investigated. Numerical simulations were used to study the features of the intensity and phase distribution of the obtained vortex beams during their propagation in free space in the Fresnel diffraction zone.

ВСТУП

З середини двадцятого століття почало поширюватися вивчення методів створення оптичних вихорів (ОВ) — областей, де енергія в електромагнітній хвилі рухається в круговому напрямку навколо так званих точок фазових сингулярностей. Однією з особливостей таких світлових полів є їх спеціальна спіральна структура хвильового фронту, яка дозволяє мати орбітальний кутовий момент (ОКМ). Цей ОКМ може передаватися матерії і викликати обертання нано- і мікрооб'єктів. На сьогоднішній день, ОВ-промені активно використовуються для вирішення практичних і фундаментальних завдань у галузі оптики і фотоніки. В роботі описано послідовні стадії розвитку, переваги та недоліки методів формування ОВ-пучків, починаючи від виявлення фазових сингулярностей при розсіюванні світла і закінчуючи останніми досягненнями в області вихрових мікролазерів для контрольованої генерації світлових полів з заданим ОКМ на нано- і мікрооб'єктах.

Здійснено спостереження за розповсюдженням вихорів, як у живій, так і в неживій природі, які проявляються як на мікромасштабі (наприклад, надструмові вихори в надпровідних матеріалах), так і на макромасштабі (наприклад, рух вихрового газу в галактиках, як Велика червона пляма Юпітера з діаметром приблизно 2500 км). Утворення вихорів можна спостерігати в різних технічних пристроях та механізмах, а також в океанських течіях і повітряних потоках. На важливо зазначити, що вихори можуть мати позитивний вплив, наприклад, створюючи підйомну силу для літаків. Дослідження вихорів допомагає розуміти ці явища краще і розвивати методи їх передбачення і управління.

Зростаючий інтерес до вихорів оптичної довжини хвилі зумовлений насамперед спіральними дислокаціями хвильового фронту. Термін «оптичний вихор» вперше був введений в 1989 році. і, на думку авторів, відбила аналогію між оптичними пучками зі спіральним хвильовим фронтом і надплинним вихором. Активні дослідження формування ОВ-пучків та їх властивостей призвели до появи нової дисципліни під назвою «сингулярна оптика», яка вивчає властивості

ОВ-пучків, а також механізми їх формування. Пучки ОВ широко використовуються в багатьох областях сучасної фотоніки: лазерна маніпуляція мікрооб'єктами, оптичний зв'язок, конфокальна оптична мікроскопія ультра-роздільної здатності, лазерна обробка матеріалів, що зображують оптику та багато інших. Вихори є складними явищами, які вивчаються в різних галузях науки, включаючи фізику, метеорологію, гідродинаміку і інші. Вони можуть мати різні форми і розміри, від мікроскопічних вихорів в рідині до величезних атмосферних вихрів.

Відзначено, що молекулярні лазери з оптичним накачуванням єдині у своєму роді компактні джерела неперервного терагерцевого випромінювання. Вони можуть дискретно перебудовуватися в усьому терагерцевому діапазоні і характеризуються вузькою шириною спектральної лінії ($\Delta\nu < 10$ кГц). За останній час зацікавленість у цих джерел зростає, особливо через їх потенційне використання як джерел накачування для квантово-каскадних лазерів в середньому ІЧ-діапазоні, які також можуть перебудовуватися неперервно. Вивчення особливостей терагерцевої області електромагнітного спектру та розгляд її використання в контексті розвитку компактних та потужних джерел терагерцевого випромінювання. Досліджено можливості компактного газозфазного молекулярного лазера для ефективного випромінювання в терагерцевому діапазоні. Метилфторид (CH_3F) визначено як перспективне середовище для таких лазерів, забезпечуючи безперервну генерацію дискретних переходів від 0,25 до 1,3 ТГц. Також розглянуті високоробочі терагерцеві квантові каскадні лазери з максимальною робочою температурою 250 К, що відкривають нові можливості для портативних застосувань, таких як медична візуалізація та безпека.

Метою переддипломної практики є вивчення фазових сингулярностей у структурі поля хвильоводної TE_{11} моди резонатора терагерцевого лазера на основі круглого металевих хвильовода у різних зонах дифракції при значеннях топологічного заряду до трьох.

1. Аналітичний літературний огляд

У роботі [1] свідчить про швидкий розвиток покоління терагерцових (THz) вихрових променів і їх широке застосування завдяки унікальним комбінаційним характеристикам регулярного випромінювання THz і орбітального кутового імпульсу (ОКІ). У цьому контексті розглядаються два репрезентативних сценарії створення вихрових променів THz (Рис 1.1).

Перший сценарій передбачає модуляцію хвильового фронту ТГц за допомогою специфічних пристроїв, аналогічних тим, що використовуються для роботи з хвильовим фронтом в оптичному та інфрачервоному (ІЧ) діапазоні, але з використанням відповідних матеріалів для ТГц діапазону.

Другий сценарій полягає в прямому збудженні спіральності вихрових променів ТГц. Цей підхід властивий ТГц діапазону і має потенціал для генерації вихрових променів THz, хоча деякі фізичні механізми цього процесу досі залишаються недостатньо роз'ясненими, зазначив автор.

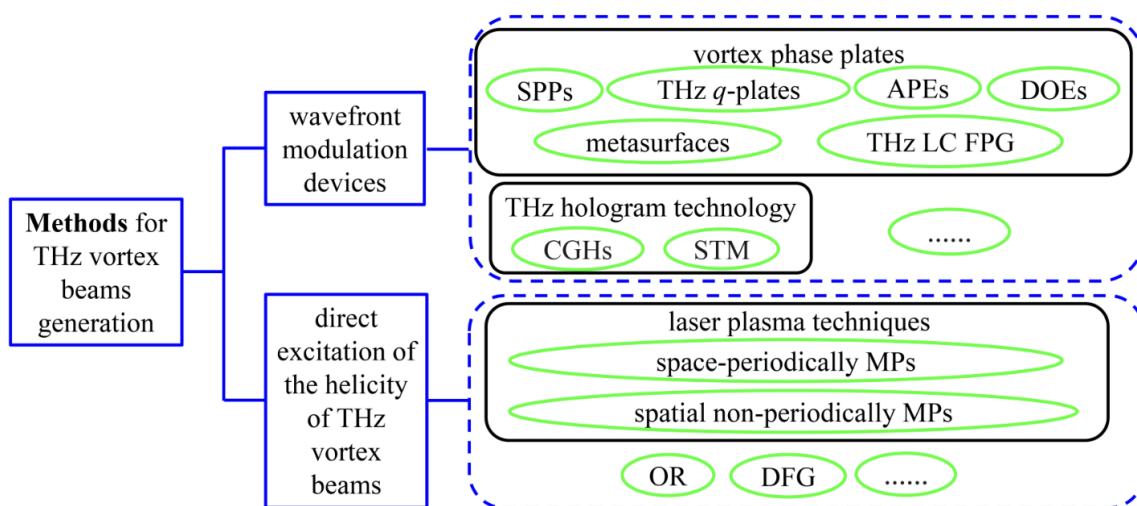


Рис. 1.1 Два сценарії методів генерації вихрових променів THz:

1. Модуляція хвильового фронту. (SPP: спіральні фазові пластини, APE: ахроматичні поляризаційні елементи, DOE: дифрактивні оптичні елементи, THz LC FPG: THz рідкокристалічні роздвоєні поляризаційні решітки, CGHs: комп'ютерні голограми, STM: просторовий терагерцовий модулятор)

2. Збудження спіральних вихрових променів. (МП: модульована плазма, ОР: оптична ректифікація, DFG: різницево-частотна генерація).

Щодо застосування вихрових променів THz, завдяки останнім досягненням у сфері оптики та сингулярної оптики, вони мають потенціал відкривати нові можливості в багатьох областях. Потенційні застосування включають бездротовий зв'язок THz, візуалізацію супер-роздільної здатності THz, маніпулювання хіральними структурами, прискорення пучків електронів та виявлення астрофізичних джерел.

Вихрові промені THz перспективні на полях спостережної астрономії, матеріалознавства, біомедицини, неруйнівної молекулярної спектроскопії надроздільної, і навіть деякі незвідані території.

У роботі [2] розглядаються важливі аспекти маніпулювання світлом за допомогою оптичних вихрів (ОВ) і фазових сингулярностей. Робота включає різноманітні аспекти, починаючи з фундаментального визначення фазових сингулярностей у першому розділі і методів генерації різних типів оптичних вихрів (Рис. 1.2. (а-в) у другому розділі).

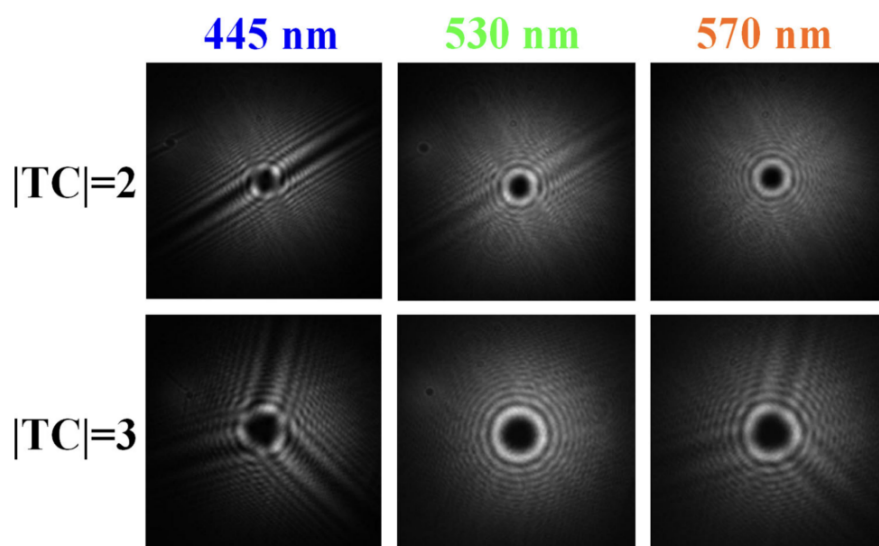


Рис. 1.2. (а) Розподіли інтенсивності оптичних вихрових променів, що генеруються спіральними фазовими пластинами, розраховані на номінальні топологічні заряди $|TC| = 2$ при 570 нм (верхній ряд рамок) і $|TC| = 3$ при 530 нм (нижній ряд рамок). Відповідні довжини хвиль

позначаються зверху кожного стовпця кадрів. Чим більше відхилення використовуваної довжини хвилі від довжини хвилі конструкції, тим більша глибина модуляції (див. Радіальні темні смуги)

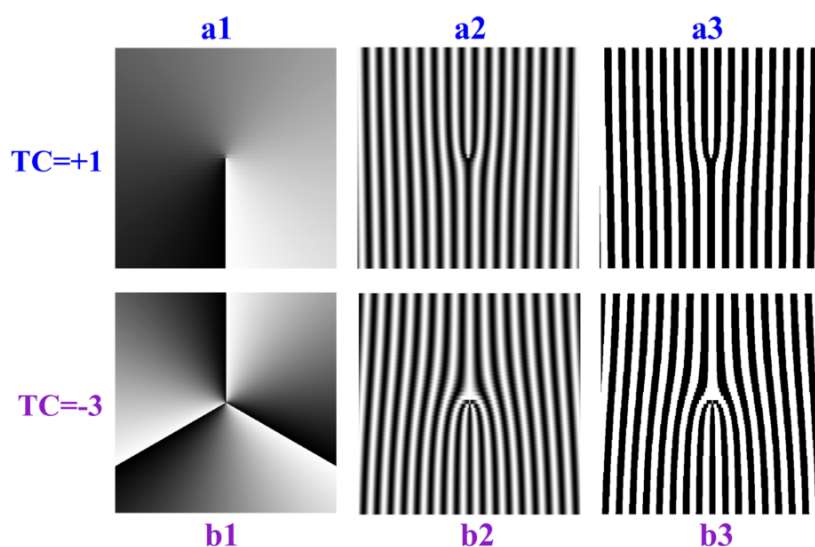


Рис. 1.2. (б) Графіки градацій сірого фазових розподілів ОВ з $TC + 1$ (a1) і ОВ з $TC - 3$ (b1) і відповідними градаціями сірого ((a2) і (b2)) і бінарними комп'ютерними голограмами (a3 і b3 відповідно). Орієнтація розбиття на вилки залежить від знаку кодованого ТС

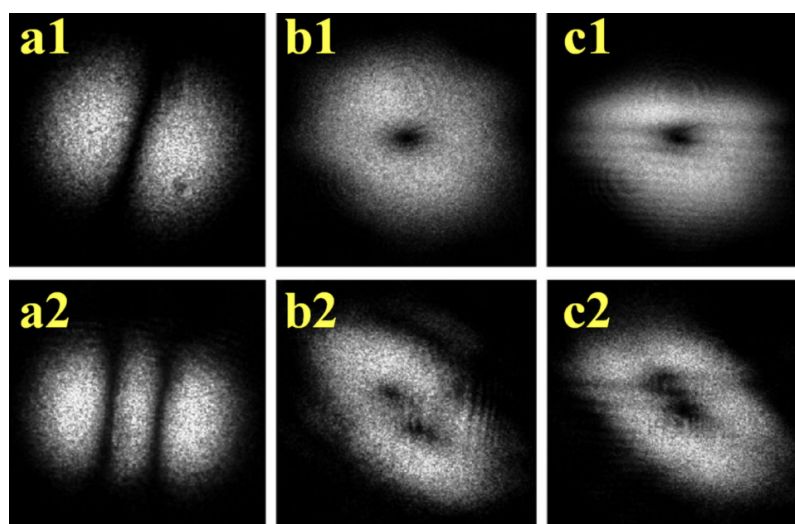


Рис. 1.2. (в) Перетворювач лазерного режиму перетворює HG01 (a1) і HG02 режими (a2), що генеруються безпосередньо лазером He-Ne в одно- і подвійно заряджені ОВ ((b1) і (b2) відповідно). Панелі (c1) і (c2) - вилкові розгалуження інтерференційних ліній із зазначенням топологічних зарядів.

Основний акцент огляду розміщується на оптичних вихорах (ОВ), які є єдиною відомою дворовмірною темною променевою структурою, що несе фазові сингулярності. В розділі 3 детально розглядаються методи визначення топологічних зарядів цих вихрів (Рис. 1.3. (а-б)). Однак огляд також зосереджується на тому, як можна трансформувати оптичні вихори в різних умовах, включаючи взаємодію з голограмами (розділ 4) та нелінійними процесами, такими як каскадне чотиривхильове змішування та високогармонічне покоління у розділ 5 (Рис. 1.4.).

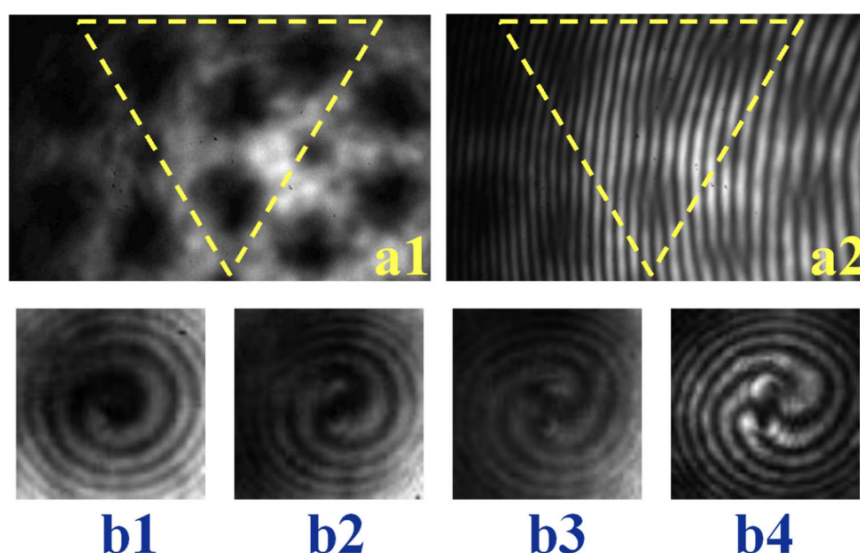


Рис. 1.3. (а) a1 розподіл інтенсивності ближнього поля елементарної клітини, частина більшої гексагональної решітки ОВ (див. пунктирний жовтий трикутник). a2 пов'язана інтерференційна картина позначеної елементарної комірки з похилою плоскою хвилею, що вказує на значення і знак ТС кожної окремої ОВ, що утворює комірку. Кадри b1 - b4 показують інтерференційні візерунки, отримані шляхом перекриття ОВ з ТС 1, 2, 3 і 4 сферичними хвилями.

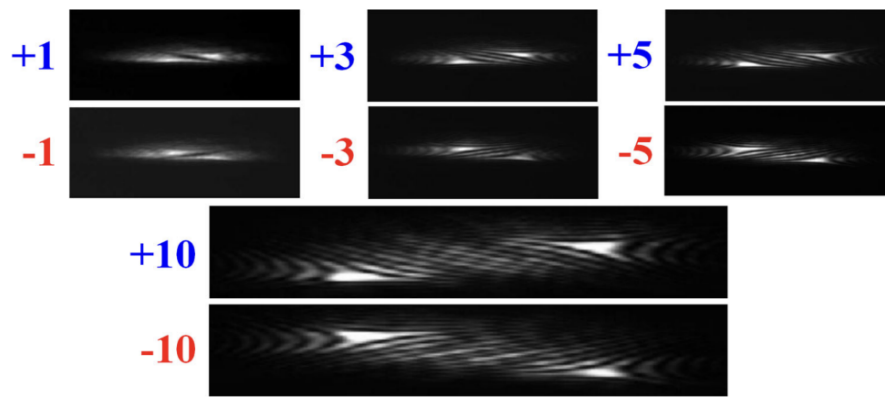


Рис. 1.3 (б) Розподіл інтенсивності пучків ОВ з різними ТС при фокусуванні циліндричною лінзою. ТС, що позначаються ліворуч від кожного кадру, ідентифікуються за кількістю темних похилих ліній (власне високоеліптичних ядер розкладених ОВ). Різні напрямки похилих ліній вказують на різні ознаки вимірюваних ТС.

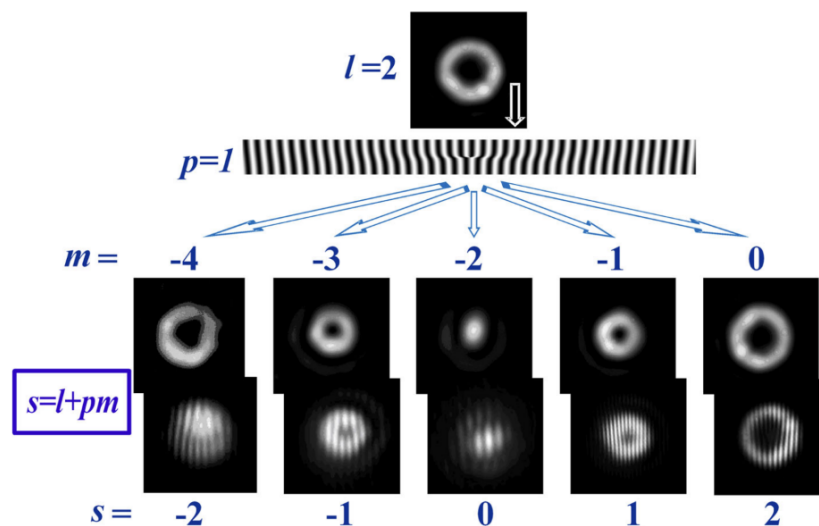


Рис. 1.4. Перетворення вхідного ОВ-пучка з ТС 2 після дифракції з комп'ютерної голограми з закодованим одинично зарядженим ОВ. У різних дифракційних порядках m показані як далекопольні інтенсивності, так і інтерференційні закономірності, отримані з похилою плоскою хвилею. Позначення для кінцевого ТС ОВ показано нижче.

Спеціальна увага приділяється в розділі 7 придушенню взаємодії пар оптичних вихорів і генерації масивів сотень таких вихорів на фоні загального фонового променя в штучних решітках. Розділ 8 презентує нові експериментальні результати (Рис. 2.4), пов'язані з генерацією структур складених з яскравих вершин та іншими сингулярними променями в штучних дальніх полях.

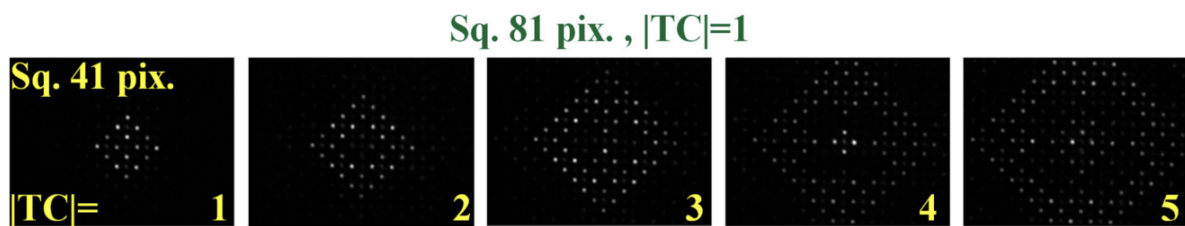


Рис. 1.5. Розподіл інтенсивності далекого поля фокальних масивів, що йдуть від змішування квадратної решітки ОВ з просторами вузлів 81 пікс. і змінні знаки $|TC|$ 1 і другої квадратної решітки ОВ з просторами вузлів 41 пікс. з чергуванням ТК з різними значеннями $|TC|$ 1, 2, 3, 4

і 5

Останній розділ 9 описує новий метод генерації масивів дальньої дії Бессель-гаусових променів (Рис. 2.5). В огляді зазначено, що використані оптичні елементи та обладнання не є складними і доступні багатьом лабораторіям, що вказує на потенціал для подальших досліджень та застосувань в області сингулярної оптики. Загалом, цей огляд створює повніше розуміння можливостей маніпулювання світлом за допомогою оптичних вихорів і сприяє подальшим дослідженням в даній галузі.

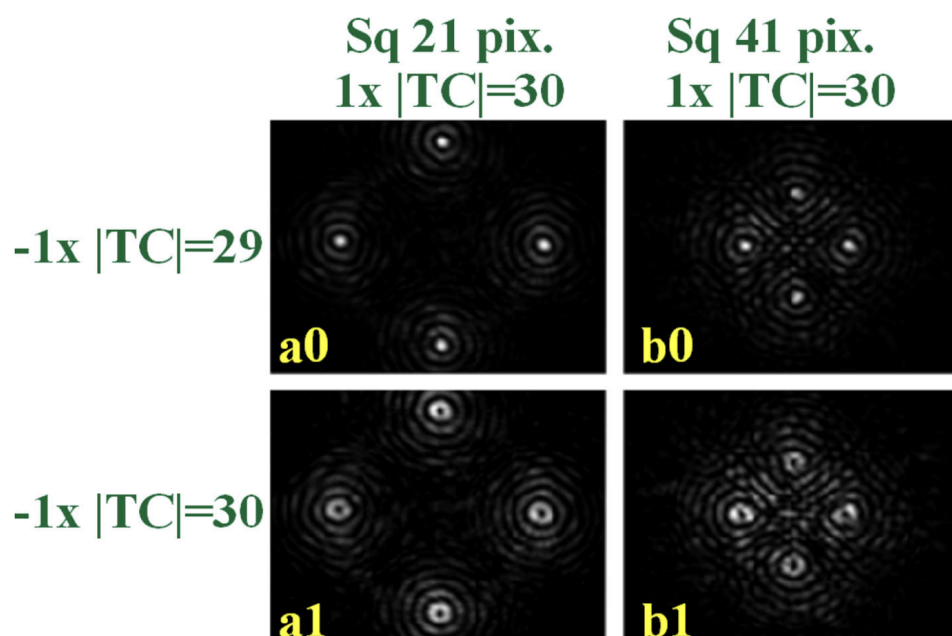


Рис. 1.6. Генерація нульового і першого порядку далеких масивів Бессель-Гаусових пучків шляхом знищення однієї центральної ОВ з | TC | 30 квадратоподібних решіток з вузловими просторами 21 пікс. (ліва колонка кадрів) і 41 пікс. права колонка кадрів. Мітки зліва від кожного стовпця кадрів вказують на TC ОВ, закодовані на другому SLM, які частково або повністю стирають високо заряджену ОВ в центрі решіткового масиву ОВ.

У роботі [3] досліджується генерація порожнистих пучків світла, як скалярних, так і векторних, за допомогою особливого дзеркала з прямою низької відбивної здатності, яке призначене для придушення коливань поперечних режимів нижнього порядку. Результати дослідження включають такі ключові аспекти:

- Генерація скалярних та векторних порожнистих пучків: Робота включає у себе демонстрацію генерації порожнистих пучків, включаючи скалярні пучки Лагерра-Гаусса (LG) і векторні пучки LG і Бесселя-Гаусса. Це досягається за допомогою лазерної порожнини з алюмінієвим гранатом Nd: yttrium та спеціального дзеркала.
- Перевірка згоди з теорією: Зазначено, що інтенсивність цих порожнистих пучків відповідає теоретичним прогнозам, підтверджуючи успішну генерацію та створення відповідних пучків.
- Поляризаційні характеристики: Експериментально визначено, що порожнисті пучки мають обертові поляризаційні розподіли вздовж азимутального напрямку, що підтверджує теоретичні передбачення.
- Простота та ефективність: У роботі наголошується на використанні простих, але ефективних методів для генерації порожнистих балок. Техніка полягає в придушенні нижніх поперечних режимів, що забезпечується за допомогою дзеркала з прямою-дефектом.

В цілому, дослідження в роботі [3] демонструє успішну генерацію та детальний аналіз порожнистих пучків світла, включаючи їхні інтенсивності та поляризаційні характеристики. Використані методи виявилися досить простими, але ефективними для досягнення бажаних результатів.

У роботі [4] проведено експериментальне дослідження дробових вихрових променів (FVB) з нецілими топологічними зарядами і вивчено їхні особливості в області дифракції Фраунгофера. Основні результати та важливі аспекти цього дослідження включають наступне:

- Генерація та розподіл FVB: У роботі експериментально демонструється розподіл та кількість вихорів у дробових вихрових променях. Виявлено, що стрибки в загальній силі вихору FVB спостерігаються лише в тих випадках, коли топологічний заряд наближається до парного цілого числа, що походить від різних механізмів генерації та руху вихорів на фокальній площині.
- Коефіцієнт поширення пучка (БПФ): Досліджено значення БПФ для цих дробових вихрових променів, і виявлено, що вони майже лінійно збільшуються в x-компоненті (вздовж початкового вивиху ребра) і виявляють коливання в y-компоненті (вертикально до початкового вивиху ребра).
- Сила вихору FVB: Експериментально визначили силу вихору FVB у дифракційній області Фраунгофера та зрозуміло, що вона зростає на одиницю безперервно, коли топологічний заряд наближається до парного числа. Використані апертура трикутника і пряме лезо для виявлення вихорів FVB та підтвердження їхніх зарядів.
- Значення БПФ та ОАМ: Зазначено ступінчасті стрибки в загальних значеннях БПФ при збільшенні топологічного заряду, а це спостерігається подібним чином до зміни орбітального кутового імпульсу (ОАМ) в FVB при збільшенні топологічного заряду.

Отримані результати відкривають нові можливості для дослідження сил вихору та значень БПФ для FVB і інших структурованих світлових полів на фокальній площині, і це може мати важливі наукові та практичні застосування.

У роботі [5] проведено дослідження генерації вихорів LG01 режиму в ультрафіолетовій області (з довжиною хвилі 325 нм) з високою вихідною потужністю (> 25 мВт) за допомогою лазерного осцилятора на основі пари гелію і кадмію (He-Cd) з точковим дефектом дзеркал.

Основні результати та важливі аспекти дослідження включають наступне:

- Генерація вихорів LG01 режиму: У роботі успішно продемонстрована генерація вихорів найнижчого порядку LG01 в ультрафіолетовому діапазоні з високою потужністю. Це досягнуто завдяки лазерному осцилятору He-Cd з дзеркалом, що має точковий дефект.
- Якість просторового променя: Виміряні значення M2 коефіцієнтів (2,14 для горизонтальної і 2,35 для вертикальної компонент) підтвердили високу якість просторового променя вихорового пучка LG01. Вони були близькі до теоретичних значень для такого режиму.
- Стабільність вихідного променя: Результати експериментів свідчать про стабільність вихідного променя, що робить його придатним для застосувань, де необхідно використовувати перешкоди або оптичні елементи.
- Можливість застосування: Робота підтверджує, що пряме генерування вихорового пучка LG01 режиму є ефективним методом в ультрафіолетовому діапазоні. Заміна лазера He-Cd на ультрафіолетовий напівпровідниковий лазер дозволить розширити можливості застосування цієї техніки для широкого спектру наукових і промислових завдань.

Отримані результати вказують на великий потенціал для подальших досліджень та застосувань в області ультрафіолетової оптики та фотоніки.

У роботі [6] досліджено характеристики високовольтних вихрових пучків Бесселя в терагерцевому діапазоні ($\lambda = 141$ нм), отриманих за допомогою дифрактивних аксиконів (ДА), які були освітлені гаусовим променем лазера вільних електронів. В експериментах використовувалися два з трьох можливих типів ДА: бінарні спіральні кремнієві оксикони (ВА) та алмазний "голографічний" аксикон (НА).

Автори виявили, що ці оксикони генерують промені з топологічним зарядом, який може варіюватися від 0 до 9. Промені, утворені цими оксиконами, мали поперечні перерізи, близькі до ідеальних балок Бесселя, але мали варіації інтенсивності по азимуту в залежності від топологічного заряду. Дослідники фокусували ці промені лінзами і вивчали структуру "ідеальних" пучків Бесселя (ПБ). У випадку ВА вони спостерігали розширену кільцеву структуру з короткими

спіралями, в той час як для НА спостерігалось вузьке кільце з більшим числом максимумів в азимуті. Порівняння експериментальних результатів з чисельними розрахунками вказує на те, що відмінності в азимутальній інтенсивності можна пояснити неточностями в підготовці рельєфу та різницею між обчисленими та фактичними довжинами хвиль.

Отримані результати дозволяють сформулювати вимоги до якості виробництва дифрактивних аксиконів і вибору типу аксикона в залежності від конкретних вимог дослідження.

У роботі [7] досліджено створення оптичних дифузійних елементів на базі субхвильового кремнію з метою виробництва когерентних променів в терагерцевому діапазоні з радіальною поляризацією першого та третього класів. Для цього використовували метод реактивного іонного гравірування, а проектування мікрорельєфу проводили на основі суворой теорії світла.

Експерименти проводилися з використанням лазерного променя терагерц вільного електрону (довжина хвилі $L = 141$ нм), і їх результати були порівняні з даними, отриманими шляхом комп'ютерного моделювання. Добре узгоджені результати свідчать про ефективність застосованого підходу.

Основним висновком є те, що запропонований метод дозволяє створювати когерентні терагерцові зв'язки з контролем крос-модного вмісту та поляризаційного стану одночасно. Це має важливе значення для різних застосувань, включаючи лідари, терагерцеві телекомунікаційні системи з багатомодовим демультимплексуванням, системи дистанційного керування для фундаментальних досліджень тощо. Також відкривається можливість створення візуальних елементів, які генерують терагерцово-когерентні поля з заданими параметрами, що розширює спектр можливих застосувань цієї технології.

У роботі [8] представлено новий інноваційний підхід до створення просторово структурованих світлових полів, які несуть орбітальний режим кутового моменту (ОАМ) з різними не цілими топологічними порядками. Ці світлові поля, відомі як спіральні дробові вихрові промені, формуються за

допомогою спірального перетворення і відрізняються від звичайних дробових вихрових пучків за їхньою фазовою та інтенсивнісною структурою.

В роботі автори не лише теоретично аналізують ці спіральні дробові вихрові промені, але також проводять експерименти для підтвердження їхніх властивостей. Результати експериментів і теоретичних розрахунків збігаються, що свідчить про ефективність запропонованого методу створення таких променів.

Важливим висновком роботи є можливість контролювати фокусну глибину та інші параметри спіральних дробових вихрових променів шляхом зміни параметрів створення. Це відкриває нові можливості для їхнього застосування в оптичній обробці інформації та маніпуляції частинками. Такі промені можуть мати значення для різних областей, включаючи лідари, телекомунікаційні системи, системи дистанційного керування та оптичну обробку інформації.

Додатково, в роботі [8] також надається новий метод перетворення радіального фазового стрибка у азимутальний фазовий стрибок, що відкриває нові можливості для створення спіральних дробових вихрових променів із заздалегідь визначеними параметрами.

Ця робота є важливим кроком у розумінні та застосуванні структурованих світлових полів та може мати значущий вплив на розвиток оптичних технологій та додатків у різних галузях науки і техніки.

У роботі [9] проведено дослідження нового класу оптичних пучків, відомих як пучки ПНЕ Бесселя. Ці пучки несуть дробовий орбітальний кутовий момент і вони можуть бути створені шляхом модифікації фазового кроку спіральної фазової пластини, що використовується в оптичній установці для генерації звичайних пучків Бесселя.

Основною особливістю цих пучків FOAM Bessel є їх стійкі вихрові структури, які мають велику структурну стійкість та можуть бути описані як недифракційні. Вони створюють нескінченну кількість ортогональних і повних підмножин для монохроматичного скалярного світла в вільному просторі. Ця особливість робить їх дуже цікавими об'єктами дослідження в сучасній оптиці.

Дослідження беселевих пучків відкриває нові перспективи для дослідження та застосування в різних галузях сучасної оптики і може мати потенціал для створення нових оптичних систем та технологій.

У роботі вивчається створення оптичних вихорів (ОВ) за допомогою фазових пластин, зокрема фазових пластин Бесселя, та аналізується їх властивості та можливі застосування.

У вищезгаданій роботі розглядається один з можливих методів створення оптичних вихорів. Суть цього методу полягає в застосуванні фазової пластини з оптичного матеріалу, товщина якої змінюється в азимутальному напрямку. Ця зміна товщини дозволяє змінювати фазу світлового променя, який проходить через пластину, а це, в свою чергу, призводить до формування оптичних вихорів. Такий підхід вимагає точного налаштування товщини фазової пластини, щоб забезпечити фазовий фронт з різницею від 0 до 2π , і тим самим генерувати оптичний вихід із змінним топологічним зарядом.

Перевагою цього методу є висока ефективність, що досягає близько 80%, включаючи відбиття Френеля. Такий результат може бути покращений за допомогою відповідного антиблікового покриття. Зараз доступні фазові пластини з різними топологічними зарядами та високою дискретизацією товщини.

Проте фазові пластини мають обмеження, пов'язані з довжиною хвилі світла, для якої вони розраховані. Це може призвести до ефекту, коли фазова пластина, розрахована для однієї довжини хвилі, створює оптичний вихор із змінним топологічним зарядом при використанні світла іншої довжини хвилі. Це важливий момент, на який слід звертати увагу при проектуванні оптичних систем.

У висновку, важливо враховувати особливості фазових пластин при створенні та застосуванні оптичних вихорів, і провести подальше дослідження визначення їх топологічного заряду.

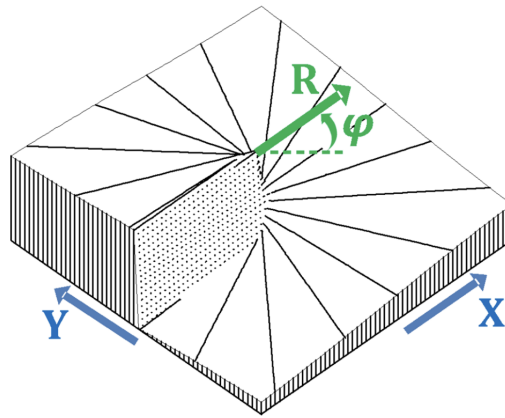


Рис. 1.7. Прямокутні та полярні координати та інтерпретація полярного кута як фази когерентного променя.

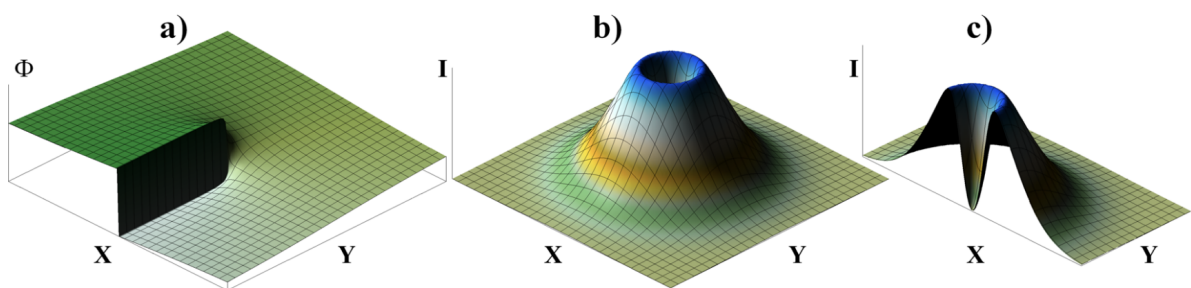


Рис. 1.8. Спіральний фазовий хвильовий фронт (а) і характерний тороїдальний (у формі бульбика) профіль інтенсивності (б) оптичного вихору. в) переріз розподілу інтенсивності оптичного вихрового променя.

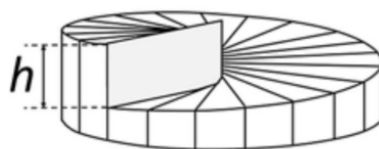


Рис. 1.9. 3D-модель спіральних фазових пластин із відповідними ТГц матеріалами.

Способи отримання ТГц вихрових пучків можна розділити на дві категорії. Один представляє ОАМ з деякими модуляторами хвильового фронту ТГц, що є досить простою стратегією, подібною до модуляторів хвильового фронту в оптичній та інфрачервоній (ІЧ) області, а інший збуджує безпосередньо для генерації вихрових променів ТГц за допомогою деяких вихрових лазерів накачування та речовин. Існує менше пристроїв модуляції хвильового фронту ТГц

у порівнянні з тими у видимому та інфрачервоному діапазонах через брак матеріалів для бажаної ТГц техніки.

Дослідники виявили, що кілька кращих матеріалів підходить для цих маніпуляторів. Якщо бути конкретним, більшість це деякі гнучкі полімерні матеріали з низьким світлопроникністю, поглинання та дисперсія в режимі ТГц. Наприклад олефіновий полімер, полімолочна кислота, поліпропілен, політетрафторетилен, поліамід, полістирол, нейлон поліамід, акрилонітрил-бутадієн-стирол, поліетилен і так далі.

Крім того, деякі спеціальні матеріали, як графен і плазма також бути підключені до маніпуляторів хвильового фронту ТГц. Як правило, є два способи виготовлення цих пристроїв за допомогою матеріалів:

За допомогою будь-які хімічні процеси, що дуже легко.

Інше – за допомогою комерційного тривимірного (3D) друку, який є ефективним та недорогим методом з хорошою роздільною здатністю. Загалом ці ТГц пристрої модуляції хвильового фронту включають вихрові фазові пластини і технологія голограм ТГц.

Кілька вихрових фазових пластин уже застосовано для отримання ТГц вихрових променів, таких як спіральні фазові пластини.

Загалом, спіральні фазові пластини є заломлюючим оптичним елементом, який може створювати залежне від азимута запізнювання фази з азимутально змінною товщиною.

Відповідно до рівняння спіральні фазові пластини можна розглядати як лише фазові елементи. На сьогоднішній день відомі матеріали для ТГц спіральних фазових пластин включають олефіновий полімер Tsurupica, середовище полімолочної кислоти, тефлон, поліпропілен і поліпропілен-подібні матеріали. Окрім поліпропілену та поліпропілену подібних матеріалів, які придатні в техніці 3D-друку за адаптивно-адитивним алгоритмом або алгоритмом оптимізації пошуку шаблонів, інші використовуються для виготовлення спіральних фазових пластин шляхом механічного полірування. Крім того, використовуючи спіральні фазові пластини разом із тефлоновим аксиконом, таким чином, щоб мати

градієнти товщини як у радіальному, так і в азимутальному напрямках, падаючий гаусівський промінь було перетворено на пучок Бесселя високого порядку зі спіральною фазовою структурою, який може працювати в центральна частота 0,3 ТГц або 0,5 ТГц.

Загалом, спіральні фазові пластини дуже прості та економічні і можуть бути застосовані до імпульсів з будь-якими поляризаційними станами. Крім того, одну спіральну фазову пластину можна використовувати для генерації ОАМ-променів із двома спряженими топологічними зарядами, просто перевернувши спіральні фазові пластинки. Крім того, спіральні фазові пластини легко створюють пучки Лагерра–Гаусса високого порядку у вільному просторі.

Однак розмір спіральних фазових пластин із топологічними зарядами високого порядку потребує вищої просторової роздільної здатності. Крім того, спіральні фазові пластини не є чистими перетворювачами мод. Чистота створюваних ними пучків Лагерра–Гаусса обмежена спільним утворенням небажаних мод вищого порядку з радіальним індексом p і топологічним зарядом l , тобто LG_{pl} .

Крім того, вони зазвичай розроблені для певної частоти та певного топологічного заряду. Отже, вони демонструватимуть дисперсію топологічного заряду для ширококугових джерел. Додатковим обмеженням ступінчастих спіральних фазових пластин є дифракція від країв ступенів залежно від технології виготовлення.

Нині широке застосування спіральних фазових пластин вимагає термінової розробки нових придатних матеріалів для ТГц режиму та для вдосконалення виготовлених методів, які б уникали проблеми вузької смуги пропускання, сильного ефекту дифракції, переривчастого профілю тощо.

2. Теоретична модель і методика розрахунку

Розглянемо особливості поля і фази TE_{11} моди терагерцового лазера на основі круглого металевого хвильовідного резонатора. У хвильоводі ця мода має плоский фазовий фронт, а її інтенсивність і поляризацію наведено на рис. 2.1.

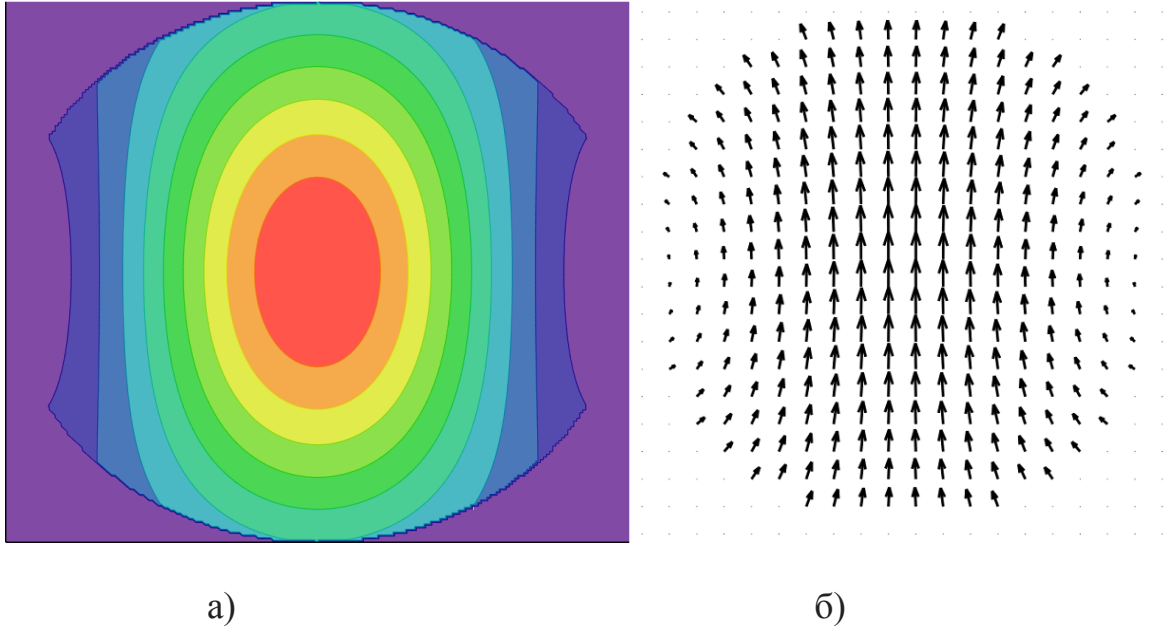


Рис. 2.1. Розподіл відносної інтенсивності (а) та поляризації (б) моди TE_{11} круглого металевого хвильоводу.

Задамо у початковій площині ($z = 0$) випромінювання у вигляді TE_{11} моди круглого металевого хвильовода, компоненти поля якого на вихідному дзеркалі лазера у циліндричній системі координат мають наступний вигляд:

$$E_{\varphi}(r, \Theta) := \frac{U \cdot A_{11}}{a} (J_1(n, U \frac{r}{a}) * \cos(n * \Theta)), \quad (2.1)$$

$$E_r(r, \Theta) := A_{11} \frac{n}{r} (J_n(n, U \frac{r}{a}) * \sin(n * \Theta)),$$

де A_{11} - нормуючий множник, U - 1-й корінь рівняння $J'(U) = 0$.

Перейдемо від циліндричних до декартових компонент:

$$Ex_0(\rho_0, \varphi) := Er(\rho_0, \varphi) * \cos(\varphi) - E\varphi(\rho_0, \varphi) * \sin(\varphi), \quad (2.2)$$

$$Ey_0(\rho_0, \varphi) := Er(\rho_0, \varphi) * \sin(\varphi) + E\varphi(\rho_0, \varphi) * \cos(\varphi),$$

де $r(\rho, z) := \sqrt{\rho^2 + z^2}$, хвильове число $k := 2\frac{\pi}{\lambda}$, топологічний заряд $l := 0, 1, 2, 3$ і $T(\varphi) := e^{(i^*l^*\varphi)}$ - функція спіральної фазової корекції.

Розповсюдження лазерного пучка випромінювання у вільному просторі знайдемо за допомогою відомих інтегралів Релея-Зоммерфельда у непараксіальному наближенні:

$$\begin{cases} E_x(\rho, \varphi, z) = -\frac{z(ikr-1)}{2\pi r^3} e^{ikr} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_x^0(\rho_0, \varphi_0) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho\rho_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)}{r}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi_0, \\ E_y(\rho, \varphi, z) = -\frac{z(ikr-1)}{2\pi r^3} e^{ikr} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_y^0(\rho_0, \varphi_0) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho\rho_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)}{r}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi_0, \\ E_z(\rho, \varphi, z) = \frac{(ikr-1)}{2\pi r^3} e^{ikr} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[E_x^0(\rho_0, \varphi_0)(\rho \cos \varphi - \rho_0 \cos \varphi_0) + E_y^0(\rho_0, \varphi_0)(\rho \sin \varphi - \rho_0 \sin \varphi_0) \right] \times \\ \times \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left[-ik \frac{\rho\rho_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)}{r}\right] \rho_0 d\rho_0 d\varphi_0, \end{cases}$$

Застосувавши ці вирази до досліджуваного поля (2.2) отримаємо вирази для поперечних і продольної компонент поля в зонах дифракції:

$$\begin{aligned} Ex(\rho, \beta, z) &:= \frac{-z(i^*k^*r(\rho, z)-1)}{r(\rho, z)^3} * e^{i^*k^*r(\rho, z)} * \int_0^{2\pi} \int_0^a Ex_0(\rho_0, \varphi) * e^{\frac{i^*k^*\rho_0^2}{2^*r(\rho, z)}} * \\ &e^{\left(\frac{-i^*k^*\rho^*\rho_0}{r(\rho, z)} * \cos(\varphi - \beta)\right)} * T(\varphi) * \rho_0 d\rho_0 d\varphi \\ Ey(\rho, \beta, z) &:= \frac{-z(i^*k^*r(\rho, z)-1)}{r(\rho, z)^3} * e^{i^*k^*r(\rho, z)} * \int_0^{2\pi} \int_0^a Ey_0(\rho_0, \varphi) * e^{\frac{i^*k^*\rho_0^2}{2^*r(\rho, z)}} * \\ &e^{\left(\frac{-i^*k^*\rho^*\rho_0}{r(\rho, z)} * \cos(\varphi - \beta)\right)} * T(\varphi) * \rho_0 d\rho_0 d\varphi \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned}
Ez(\rho, \beta, z) &:= \frac{i*k*r(\rho, z) - 1}{2*\pi*r(\rho, z)^3} * e^{i*k*r(\rho, z)} * \int_0^{2\pi} \int_0^a [Ex_0(\rho_0, \varphi) * (\rho * \cos(\beta) - \rho_0 * \cos(\varphi)) + \\
&Ey_0(\rho_0, \varphi) * (\rho * \sin(\beta) - \rho_0 * \sin(\varphi))] * \\
&e^{\frac{i*k*\rho_0^2}{2*r(\rho, z)}} * e^{(\frac{-i*k*\rho_0}{r(\rho, z)} * \cos(\varphi - \beta))} * T(\varphi) * \rho_0 d\rho_0 d\varphi
\end{aligned}$$

Сумарну інтенсивність поля знайдемо за наступним виразом:

$$Int(\rho, \beta, z) := (|Ex(z, \beta, \rho)|)^2 + (|Ey(z, \beta, \rho)|)^2 + (|Ez(z, \beta, \rho)|)^2$$

3. Результати розрахунку і їх аналіз

Використовуючи отримані вище вирази проведемо розрахунки інтенсивності і фази лазерного випромінювання у вигляді TE_{11} моди терагерцового лазера на основі круглого металевого хвилевідного резонатора у вільному просторі.

На рис. 2.2. наведено поздовжній розподіл інтенсивності лазерного пучка у зоні дифракції Френеля. З наведеного рисунка видно, що на відстані коло 700 мм від вихідного дзеркала лазера спостерігається фокусування лазерного випромінювання. На наступних рис. 2.3 — 2.19 наведено поперечні розподіли поля і фази на відстанях від 100 до 500 мм. З них видно що у зоні дифракції Френеля маємо розбіжний пучок.

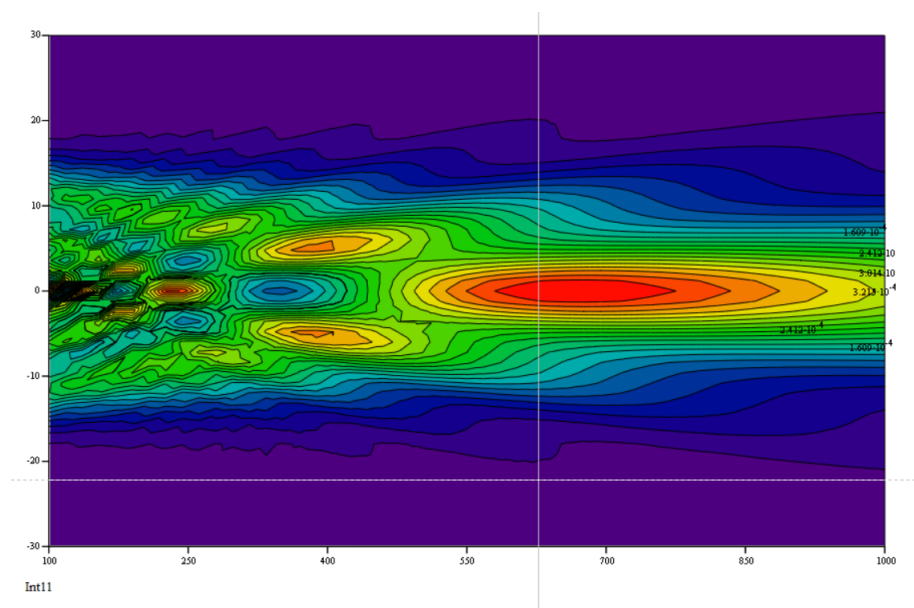


Рис. 2.2. Розрахунковий поздовжній розподіл інтенсивності лазерного пучка у вигляді TE_{11} моди в зоні дифракції Френеля при топологічному заряді $l = 0$.

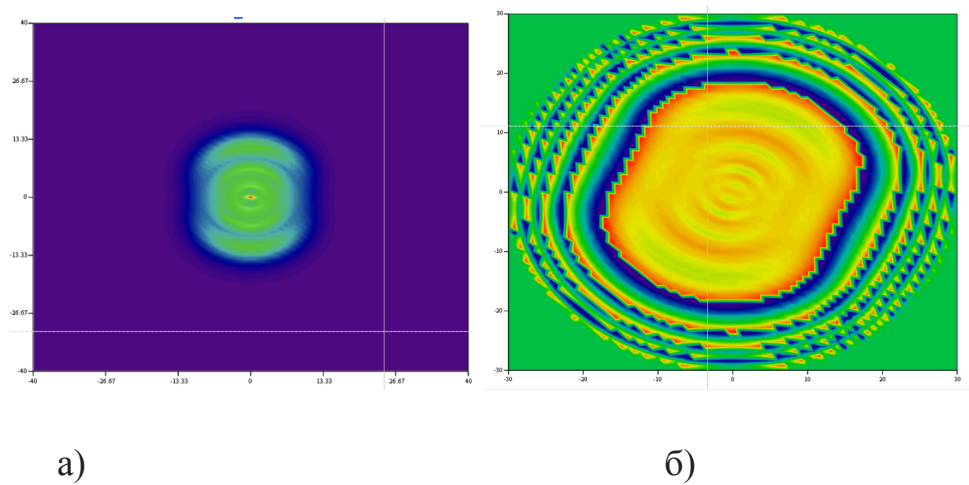


Рис. 2.3. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 0$ на відстані $z = 100$ мм.

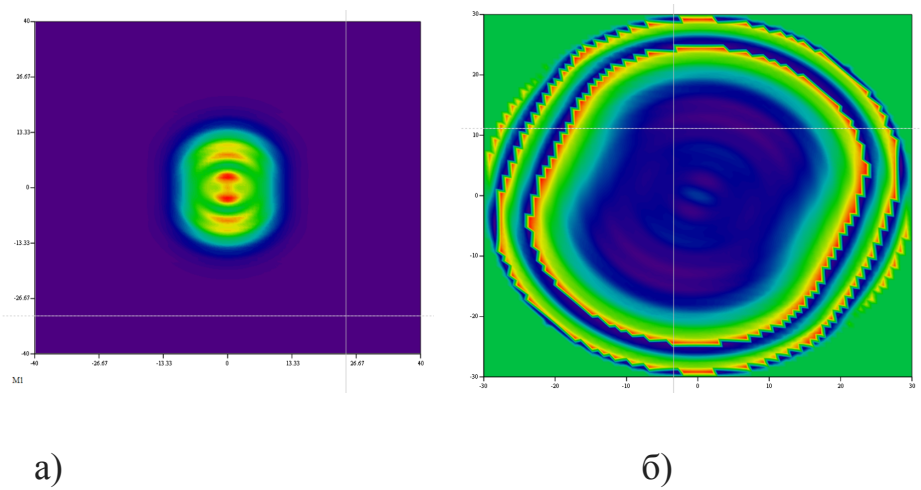


Рис. 2.4. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 0$ на відстані $z = 200$ мм.

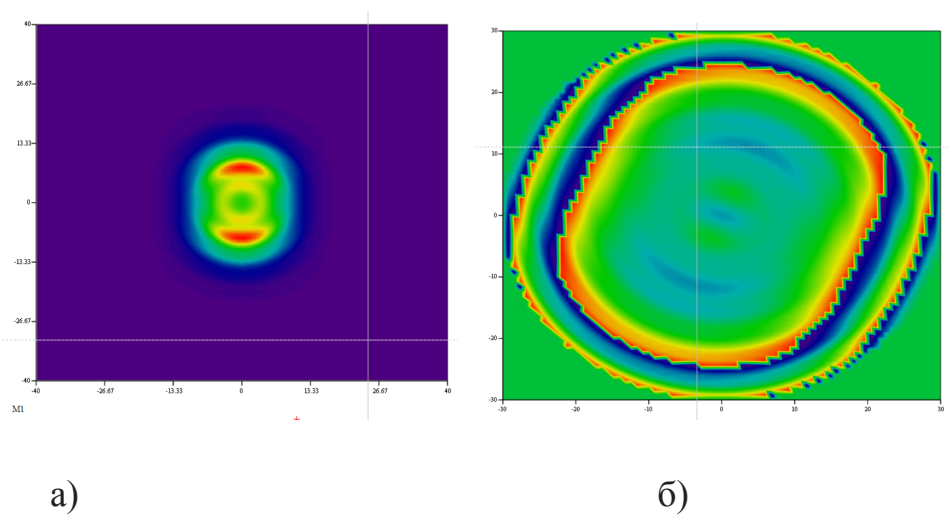


Рис. 2.5. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 0$ на відстані $z = 300$ мм.

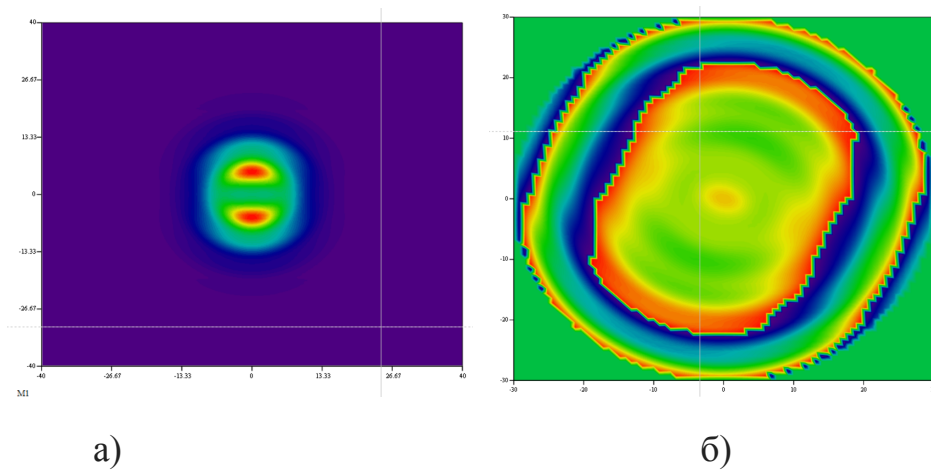


Рис. 2.6. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 0$ на відстані $z = 400$ мм.

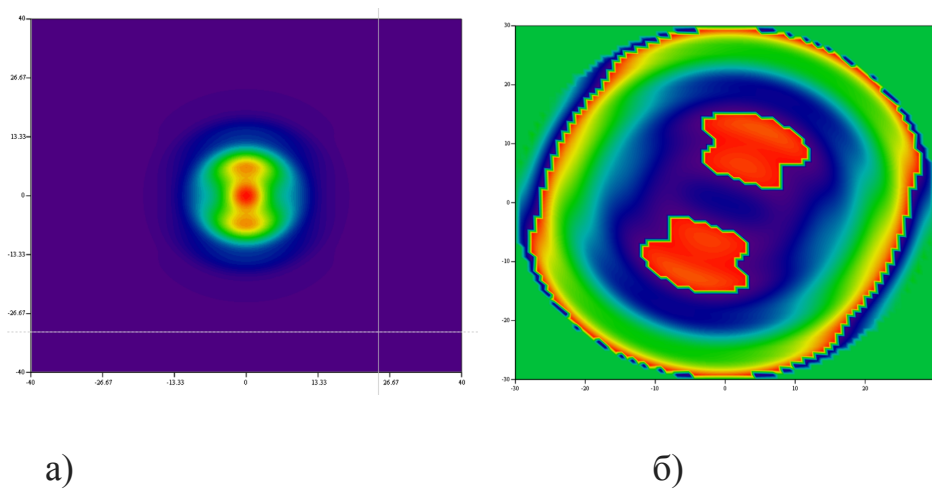
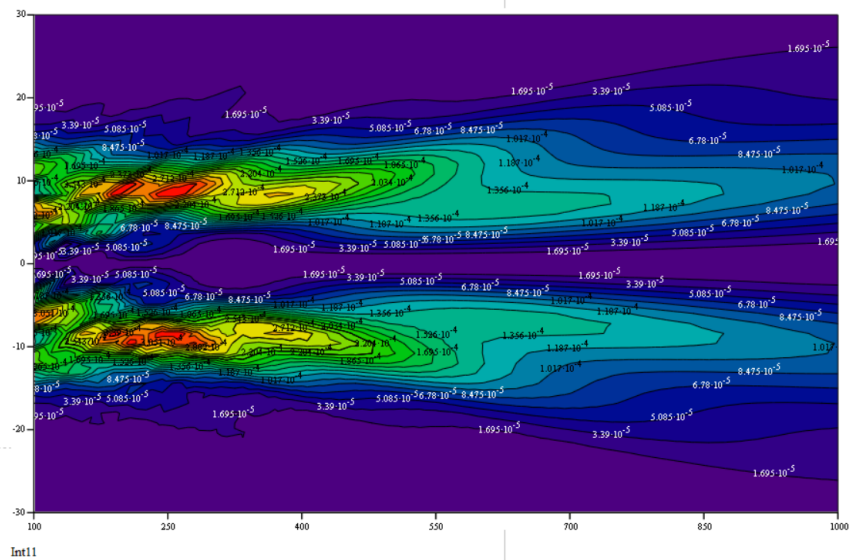


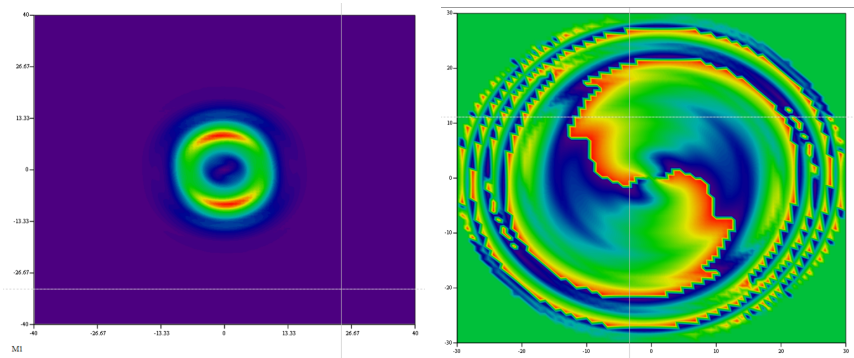
Рис. 2.7. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 0$ на відстані $z = 500$ мм.



а)

б)

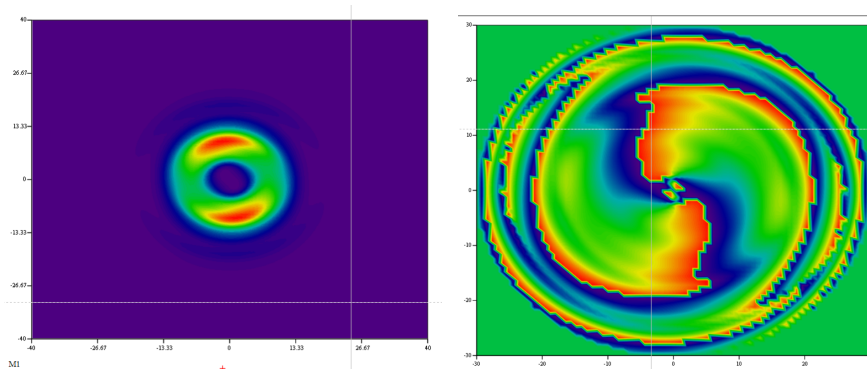
Рис. 2.9. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 1$ на відстані $z = 100$ мм.



а)

б)

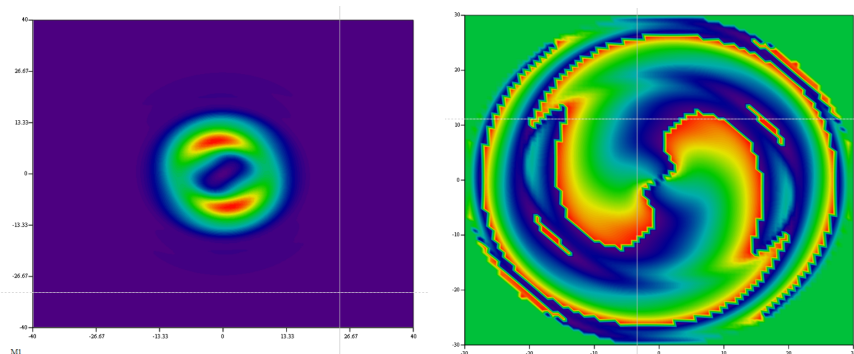
Рис. 2.10. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 1$ на відстані $z = 200$ мм.



а)

б)

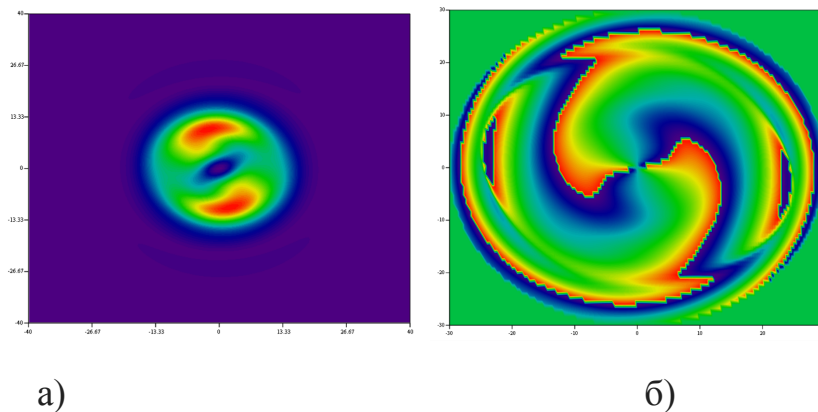
Рис. 2.11. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 1$ на відстані $z = 300$ мм.



а)

б)

Рис. 2.12. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 1$ на відстані $z = 400$ мм.



а)

б)

Рис. 2.13. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 1$ на відстані $z = 500$ мм.

Збільшення топологічного заряду до $l = 2$ (рис. 2.14 - 2.19) та $l = 3$ (рис. 2.20 - 2.25) призводить до появи розбіжного пучка випромінювання з мінімумом інтенсивності поля на осі. Ширина цього провалу збільшується зі зростанням топологічного заряду. Це ілюструють рис. 2.15 - 2.19 та рис. 2.21 - 2.25 на яких приведено поперечні розподіли поля і фази на відстанях від 100 до 500 мм. З них видно що у зоні дифракції Френеля інтенсивність лазерного випромінювання на осі пучка має мінімальне значення. Таким чином, наявність спіральної фазової пластини призводить до суттєвої зміни розподілу інтенсивності випромінювання - із пучка з максимумом на осі у резонаторі лазера, до пучка з провалом на осі у вільному просторі.

З розподілів фази, які наведені на цих рисунках видно, що при топологічному заряді $l = 2$ фазові сингулярності подвоюються, а при $l = 3$ - потроюються. Відповідно, це призводить до виникнення вихрових лазерних пучків.

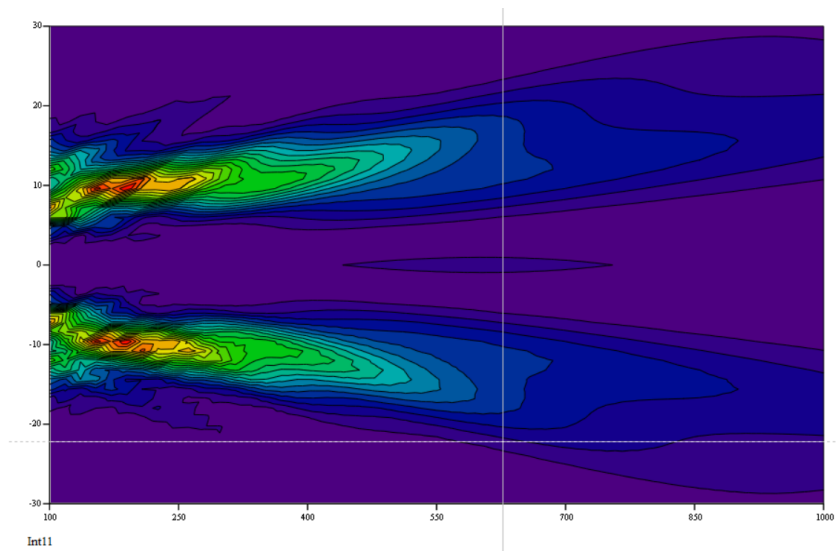


Рис. 2.14. Розрахунковий позовжній розподіл інтенсивності лазерного пучка у вигляді TE_{11} моди в зоні дифракції Френеля при топологічному заряді $l = 2$.

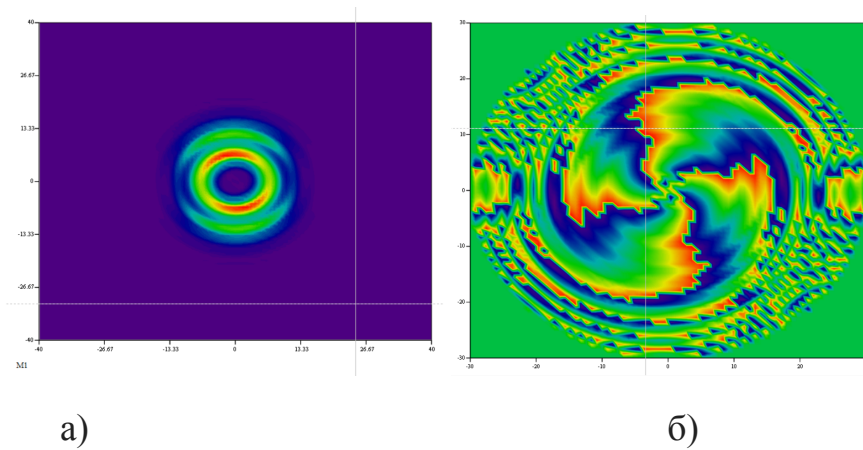


Рис. 2.15. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 2$ на відстані $z = 100$ мм.

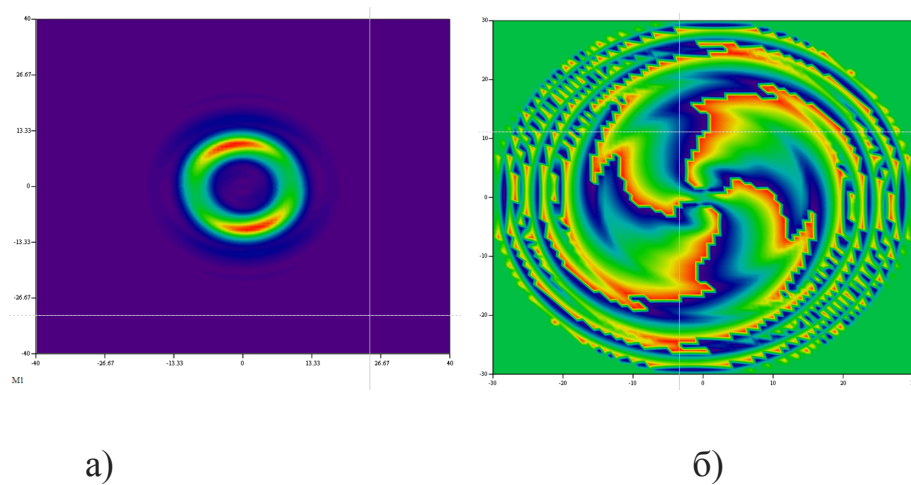


Рис. 2.16. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 2$ на відстані $z = 200$ мм.

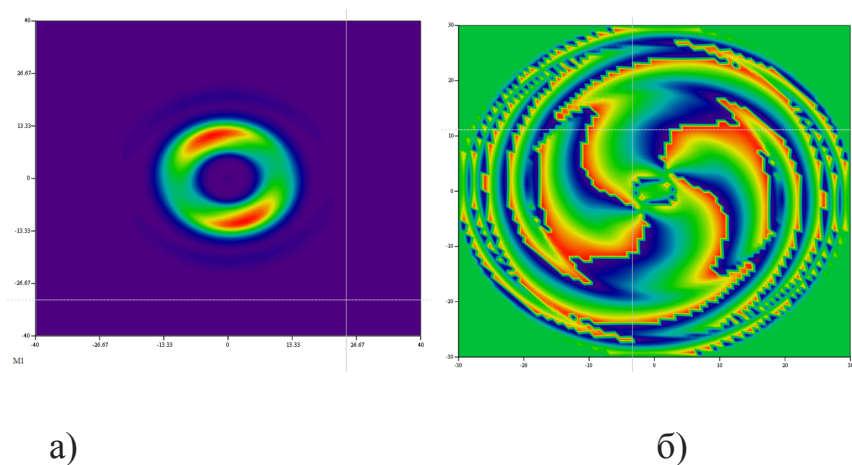


Рис. 2.17. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 2$ на відстані $z = 300$ мм.

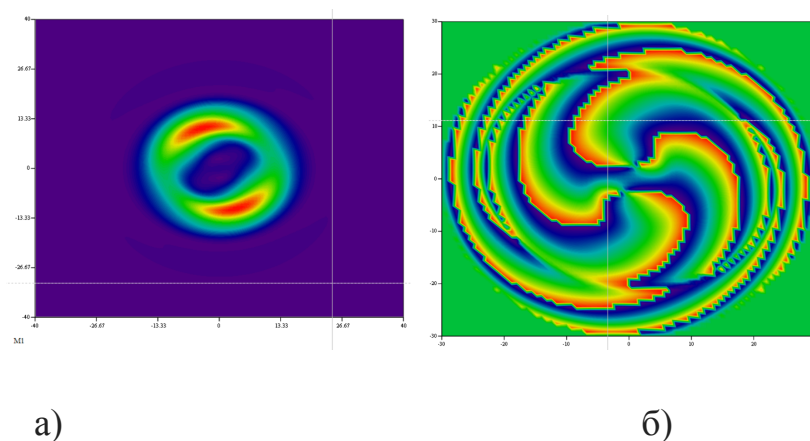
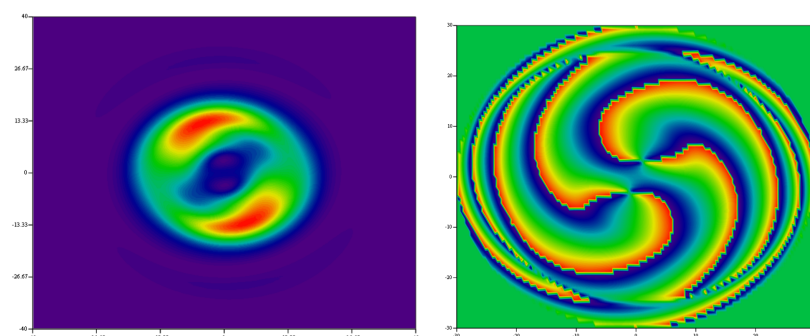


Рис. 2.18. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 2$ на відстані $z = 400$ мм.



а)

б)

Рис. 2.19. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 2$ на відстані $z = 500$ мм.

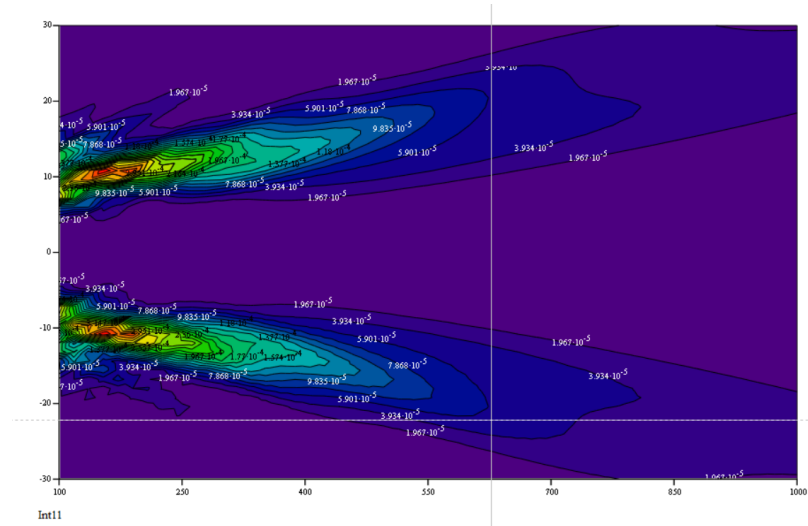


Рис. 2.20. Розрахунковий поздовжній розподіл інтенсивності лазерного пучка у вигляді TE_{11} моди в зоні дифракції Френеля при топологічному заряді $l = 3$.

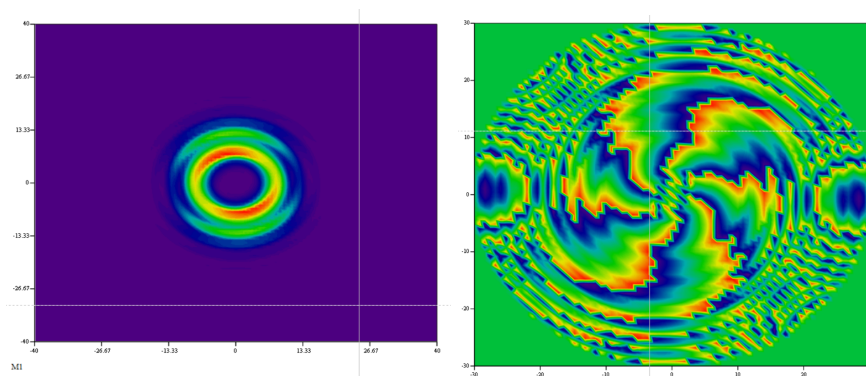


Рис. 2.21. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 3$ на відстані $z = 100$ мм.

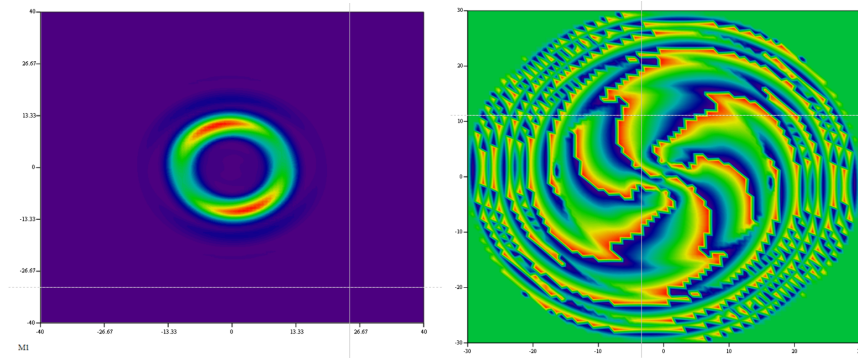


Рис. 2.22. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 3$ на відстані $z = 200$ мм.

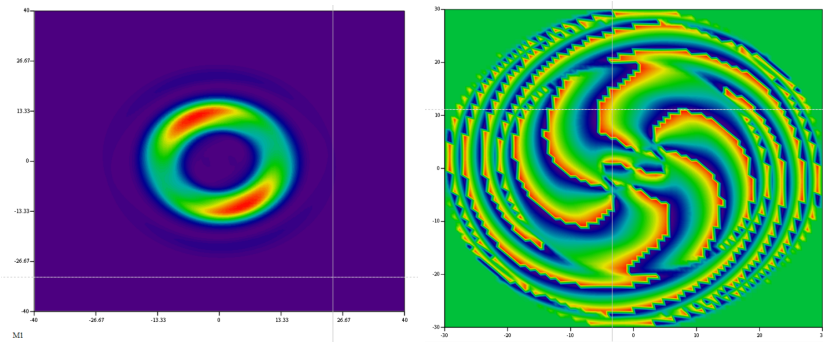


Рис. 2.23. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 3$ на відстані $z = 300$ мм.

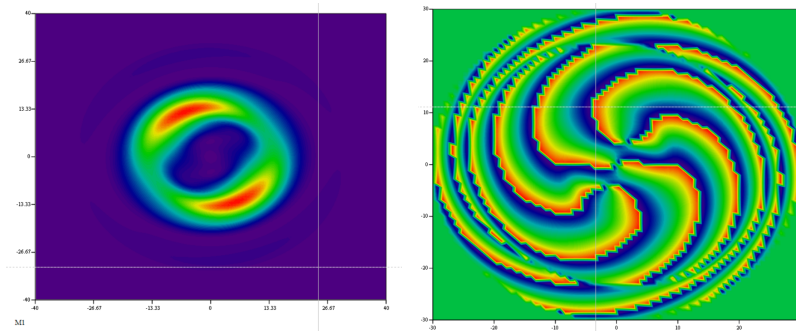


Рис. 2.24. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 3$ на відстані $z = 400$ мм.

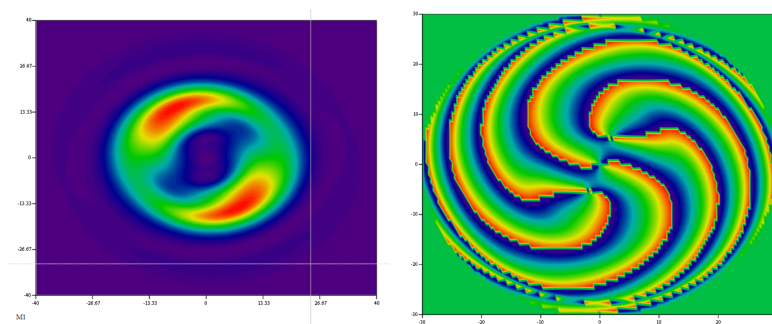


Рис. 2.25. Розрахунковий розподіл сумарної інтенсивності (а) та фази (б) поля TE_{11} моди при топологічному заряді $l = 3$ на відстані $z = 500$ мм.

Висновки

На основі інтегралів Релея-Зоммерфельда були проведені розрахунки інтенсивності і фази для терагерцового лазерного пучка випромінювання у вільному просторі з використанням спіральної фазової пластини. Числове моделювання проводилося для несиметричної моди TE_{11} хвилевідного резонатора на основі круглого металевого хвилеводу.

Показано, що при топологічному заряді $l = 0$ поширення у зоні Френеля досліджуваного лазерного пучка призводить до фокусування лазерного випромінювання. А при топологічних зарядах $l = 1, 2$ та 3 , на відміну від $l = 0$, спостерігається провал інтенсивності лазерного пучка на осі Oz .

Встановлено, що застосування у хвилевідному лазерному резонаторі спіральних фазових елементів з топологічним зарядом $l = 1, 2, 3$ призводить до появи фазових сингулярностей, які і дозволяють створити вихрові лазерні пучки.

Список літератури

1. Chin. Phys. B. Recent advances in generation of terahertz vortex beams and their applications. Honggeng Wang, Qiying Song, Yi Cai, Qinggang Lin, Xiaowei Lu, Huangcheng Shangguan, Yuexia Ai and Shixiang Xu. Vol. 29, No. 9 (2020) 097404.
2. Eur. Phys. J. Plus. Optical vortices in brief: introduction for experimentalists. Lyubomir Stoyanov, Suzana Topuzoski, Gerhard G. Paulus, Alexander Dreischuh. (2023) 138:702.
3. J. Opt. Soc. Am. Generation of hollow scalar and vector beams using a spot-defect mirror. Akihiko Ito, Yuichi Kozawa and Shunichi Sato. A/ Vol. 27, No. 9/September 2010.
4. Vortex strength and beam propagation factor of fractional vortex beams. Jisen Wen,¹ Lii-Gang Wang, Xihua Yang, Junxiang Zhang and Shi-Yao Zhu. Vol. 27, No. 4 | 18 Feb 2019 | Optics Express 5893.
5. Direct generation of the lowest-order vortex beam using a spot defect mirror in the ultraviolet region. Yuuki Uesugi, Yuichi Kozawa and Shunichi Sato. Vol. 45, No. 7 / 1 April 2020 / Optics Letters 2115.
6. Spiral fractional vortex beams. Lixun Wu, Xuankai Feng, Zhongzheng Lin, Yuanhui Wen, Hongjia Chen, Yujie Chen and Siyuan Yu. Vol. 31, No. 5 / 27 Feb 2023 / Optics Express 7813.
7. Nondiffracting light beams carrying fractional orbital angular momentum. Zhenshan Yang, Xia Zhang, Chenglin Bai and Minghong Wang. Vol. 35, No. 3 / March 2018 / Journal of the Optical Society of America A.
8. Terahertz Bessel Beams Formed by Binary and Holographic Axicons. Boris Knyazev, Natalya Osintseva, Maxim Komlenok, Vladimir Pavelyev, Vasily Gerasimov, Oleg Kameshkov, Yulia Choporova and Konstantin Tukmakov.
9. Subwavelength Diffractive Optical Elements for Generation of Terahertz Coherent Beams with Pre-Given Polarization State. Vladimir Pavelyev, Svetlana Khonina, Sergey Degtyarev, Konstantin Tukmakov, Anton Reshetnikov, Vasily Gerasimov, Natalya Osintseva and Boris Knyazev.

10. Research. Widely tunable compact terahertz gas lasers by Paul Chevalier, Arman Armizhan, Fan Wang, Marco Piccardo, Steven G. Johnson, Federico Capasso, Henry O. Everitt. Chevalier et al, Science 366, 856–860 (2019).
11. High-power portable terahertz laser systems. Ali Khalatpour, Andrew K. Paulsen, Chris Deimert, Zbig R. Wasilewski and Qing Hu, nature photonics.
12. A quantum cascade laser-pumped molecular laser tunable over 1 THz. Arman Amirzhan, Paul Chevalier, Jeremy Rowlette, H. Ted Stinson, Michael Pushkarsky, Timothy Henry O. Everitt and Federico Capasso, APL photonics.
13. Quantum cascade laser-pumped terahertz molecular lasers: frequency noise and phase-locking using a 1560 nm frequency comb. Jean-Francios Lampin, Antoine Pagies, Giorgio Santarelli, Jeffrey Hesler, Wolfgang Hansel, Ronald Holzwarth and Stefano Barbieri. Vol. 28, No. 2 / 20 January 2020 / Optics Express 2091