

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 2024 року

Кваліфікаційна робота магістра

на тему: **ФОКУСУВАННЯ ВИХРОВИХ ЛАЗЕРНИХ ПУЧКІВ
СПІРАЛЬНИМИ ФАЗОВИМИ ПЛАСТИНАМИ**

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



Лілія ВОЛОКІТІНА

Керівник
кандидат фіз.-мат. наук,
доцент



Андрій ДЕГТЯРЬОВ

2024 рік

ЗМІСТ

Анотація.....	3
Abstract.....	4
ВСТУП	5
1. Аналітичний і літературний огляд	7
2. Теоретична модель і методика розрахунку	24
3. Результати розрахунку і їх аналіз.....	30
4. Висновки.....	40
Список літератури.....	41

Анотація

Кваліфікаційна робота у 42 сторінках містить 12 рисунків та 10 бібліографічних посилань.

У кваліфікаційній роботі теоретично досліджено фазові сингулярності у структурі поля зфокусованої радіально поляризованої хвилеводної TM_{01} моди резонатора терагерцового лазера на основі круглого порожнистого діелектричного хвилевіда у різних зонах дифракції при значеннях топологічного заряду від 0 до 2. Числовим моделюванням досліджено особливості розподілу інтенсивності і фази зфокусованих вихрових пучків при помірному і гострому фокусуванні.

Ключові слова: ВИХРОВИЙ ПУЧОК, ФАЗОВА СИНГУЛЯРНІСТЬ, ФОКУСУВАННЯ, МОДИ РЕЗОНАТОРА, ТОПОЛОГІЧНИЙ ЗАРЯД.

Abstract

Graduate work in 42 pages contains 12 drawings and 10 bibliographic references.

A qualified robot has theoretically identified phase singularities in the field structure of the focused radially polarized TM_{01} terahertz laser resonator mode based on a round empty dielectric coil. in different diffraction zones at topological charge values from 0 to 2. Numerical modeling revealed the specific intensity distribution and phase of focused vortex beams with moderate and tight focusing.

Keywords: VORTEX BEAM, PHASE SINGULARITY, FOCUSING, CAVITY MODES, TOPOLOGICAL CHARGE.

ВСТУП

Останні десятиліття активно вивчаються задачі створення, розповсюдження та фокусування терагерцевого лазерного випромінювання. Особливістю такого випромінювання є спіральна структура хвильового фронту, який виникає із-за орбітального хвильового моменту. Такі лазерні пучки можна застосовувати для високошвидкісних мультиплексних систем ТГц зв'язку, у томографії, для дослідження різних матеріалів, а також для прискорення електронних згустків.

Є два основні способи створення терагерцевих вихрових пучків: модуляція хвильового фронту із застосуванням спеціальних зовнішніх приладів або безпосереднє збудження таких вихрових пучків у лазерному резонаторі. У першому способі модуляція хвильового фронту отримують за допомогою різноманітних оптичних елементів, таких як ахроматичні поляризаційні елементи, спіральні фазові пластини, та комп'ютерні голограмми. А безпосереднє збудження вихрових пучків у резонаторі лазера можна зробити використовуючи оптичне випрямлення або різницево-частотну генерацію.

Мабуть самим відомим оптичним елементом для створення таких вихрових лазерних пучків є спіральна фазова пластинка у якої товщина змінюється за азимутом. Така пластинка безпосередньо накладає спіральний фазовий зсув на лазерний пучок. Це дає змогу ефективно змінити майже уся енергію випромінювання, що падає на неї, у вихровий пучок.

При фокусуванні лазерні вихрові пучки з спіральним розподілом фази хвильового фронту, проявляють особливості яких не мають звичайних лазерні пучки. Такі особливості роблять вихрові лазерні пучки важливими для застосування у великій кількості галузей, наприклад, таких як квантова обробка інформації, детектування у астрономії й оптична обробка. Також, коли сфокусований вихровий лазерний пучок із попередньо встановленою фокальною площиною падає на частку, його орбітальний кутовий момент може передатися частці. Таке явище дає змогу досягти високої гнучкості при обертанні і переміщенні частки.

В останні роки вивчення властивостей гостро зфокусованих вихрових лазерних променів викликали увагу багатьох вчених, оскільки є змога не тільки створити фокусну пляму, що не розходитьбся на деякій відстані, а також і змінювати когерентність падаючого променя. Також, гостре фокусування світла з різною просторовою поляризацією демонструє низку цікавих ефектів, наприклад ефект Холла тощо. Але такі дослідження було зроблено у оптичному діапазоні.

Метою даної кваліфікаційної роботи є вивчення фазових сингулярностей у структурі поля зфокусованої радіально поляризованої хвильової TM_{01} моди резонатора терагерцового лазера на основі круглого порожнистого діелектричного хвильовода у різних зонах дифракції при значеннях топологічного заряду від 0 до 2.

РОЗДІЛ 1. Аналітичний літературний огляд

Стаття [1] присвячена аналізу фокусування циліндричних векторних променів з високою числовою апертурою (НА), що важливо для застосувань в оптичних технологіях, зокрема в лазерах та мікроскопії. Автори досліджують два типи поляризації: радіальну та азимутальну, зосереджуючись на їхньому поведінці під час фокусування.

Радіальна поляризація: Для радіально поляризованого променя поблизу фокуса електричне поле розпадається на радіальний та поздовжній компоненти. Формула для радіального компонента поля виглядає так:

$$e_{\rho}(\rho) = A \int_0^{\alpha} J_0(k\rho \sin \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta$$

де:

- J_0 – це функція Бесселя,
- k – хвильове число,
- θ – кут між променем і оптичною віссю.

Цей вираз описує радіальний компонент електричного поля, який має кільцевий розподіл інтенсивності, а на осі фокуса завжди залишається нуль.

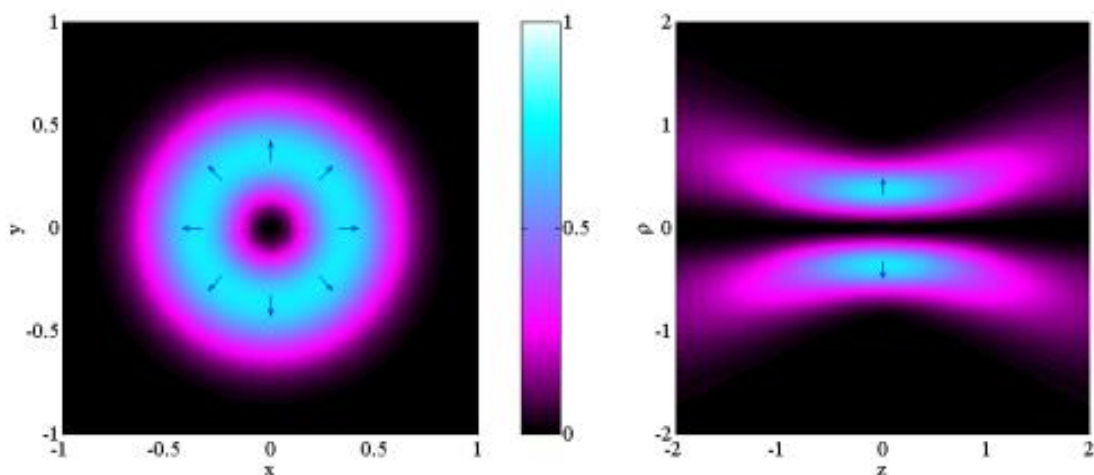


Рис. 1.1 Нормована інтенсивність поперечної (радіальної) складової високої НА радіально поляризованого променя у фокусі та через фокус. Інтенсивності 0 і 1 відповідають чорний і білий відповідно. Одиницями вимірювання x , y , ρ і z є довжини хвиль.

Поздовжня компонента: Для радіально поляризованого променя також утворюється значний поздовжній компонент поля:

$$e_z(\rho) = A \int_0^\alpha J_1(k\rho \sin \theta) \sin^2 \theta d\theta$$

Поздовжній компонент зростає зі збільшенням числової апертури, і при великих НА він стає домінуючим над поперечними компонентами.

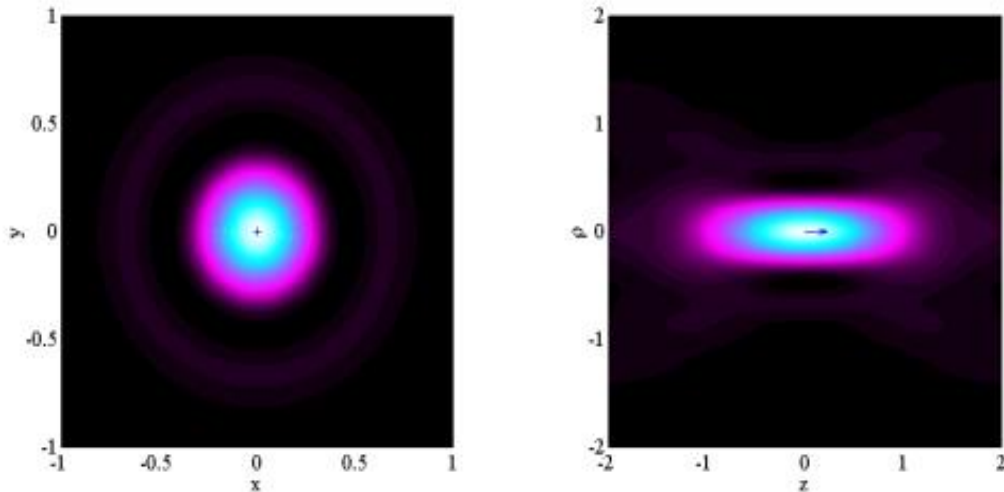


Рис. 1.2 Нормована інтенсивність поздовжнього (z-) компонента високої НА радіально поляризований промінь у фокусі та через фокус. Інтенсивності 0 і 1 відповідають чорному і білий, відповідно. Одиницями вимірювання x, y, ρ і z є довжини хвиль.

Азимутальна поляризація: У випадку азимутально поляризованих променів електричне поле залишається поперечним навіть при дуже тісному фокусуванні. Формула для азимутального компонента:

$$e_\phi(\rho) = A \int_0^\alpha J_1(k\rho \sin \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta$$

Цей тип поля не має поздовжнього компонента, і його поляризація залишається чисто поперечною.

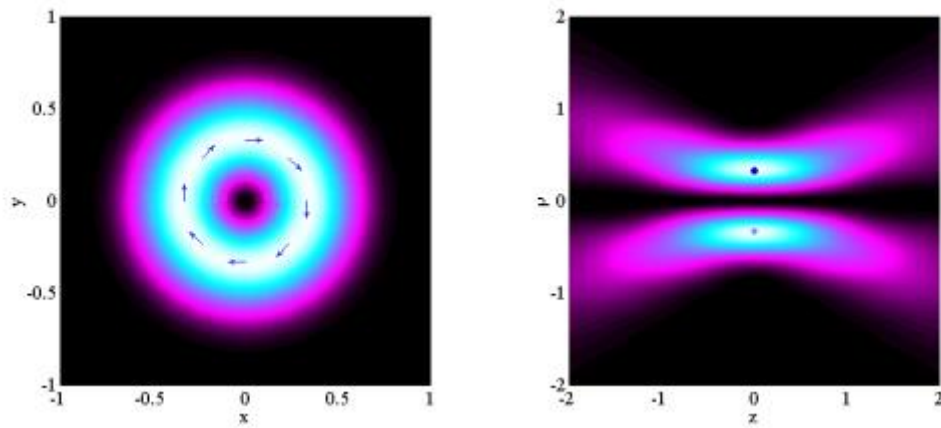


Рис. 1.3 Нормована інтенсивність поперечної (азимутальної) складової високої НА азимутально поляризований промінь у фокусі та через фокус. Інтенсивності 0 і 1 відповідають чорній і білий відповідно. Одиницями вимірювання x , y , ρ і z є довжини хвиль.

Результати дослідження показують, що радіально поляризовані промені можуть генерувати сильні поздовжні електричні поля в області фокуса, що є корисним для задач, які потребують інтенсивного поздовжнього поля, таких як прискорення частинок або ближньопольова мікроскопія. Азимутально поляризовані промені мають чисто поперечне поле, що робить їх корисними для застосувань, де важлива осьова симетрія, наприклад у лазерних системах.

Стаття демонструє важливі оптичні характеристики променів з циліндричною поляризацією та їхні можливості для різних наукових та інженерних застосувань.

Стаття [2] аналізує поведінку та властивості ТГц-вихрових променів Бесселя з орбітальним кутовим моментом (ОАМ). Такі промені мають значний потенціал для застосування в бездротових комунікаціях та дистанційному зондуванні завдяки своїм унікальним характеристикам.

Поширення променів Бесселя: Моделювання здійснено на основі теорії скалярної дифракції та принципу Гюйгенса-Френеля, що описує, як кожна точка фронту хвилі є джерелом вторинних хвиль. Формула для розрахунку електромагнітного поля після дифракційного оптичного елемента (DOE) має вигляд:

$$U(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda z} \iint E(x', y') \exp\left(\frac{ik}{2z} ((x - x')^2 + (y - y')^2)\right) dx' dy'$$

де :

- $E(x', y')$ — передавальна функція DOE,
- $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — хвильове число,
- z - відстань до площини спостереження.

Недифракційне поширення: Промені Бесселя демонструють властивість недифракційного поширення, тобто вони зберігають свою інтенсивність на певних відстанях. Наприклад, для променів з топологічними зарядами $l = \pm 1$ та $l = \pm 2$, моделювання показало, що пучки залишаються недифракційними на відстані до 160 мм.

Відстань поширення визначається виразом:

$$z_{\min} = \frac{R}{\sin \theta}$$

де:

- R — радіус аксикону,
- θ — кут дифракції.

Самовідновлення променів: Однією з важливих властивостей вихрових променів Бесселя є їх здатність до самовідновлення після взаємодії з перешкодами. Якщо частина пучка заблокована, він може відновити свою інтенсивність через певну відстань. Наприклад, після проходження через перешкоду діаметром 10 мм промінь відновлюється на відстані приблизно 100 мм.

Збільшення відстані поширення: Для збільшення відстані недифракційного поширення автори пропонують використовувати оптичні телескопи з лінзами різних фокусних відстаней. При цьому збільшення відстані поширення визначається співвідношенням:

$$z_{\text{new}} = z \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2$$

де :

- f_1 і f_2 — фокусні відстані лінз телескопа.

P_m на відстанях $L=10 \div 900$ мм для топологічного заряду $l=+1$.

Таким чином, стаття демонструє, що ТГц-вихрові промені Бесселя з орбітальним кутовим моментом є перспективними для застосування в комунікаційних системах та дистанційному зондуванні завдяки своїм властивостям недифракційного поширення та здатності до самовідновлення після перешкод.

Дослідження [3] присвячене дослідженню технологій терагерцових (THz) комунікацій, акцентуючи увагу на використанні фотоніки для високошвидкісної передачі даних.

Потреба у високих частотах: Сьогодні використовуються частоти міліметрового діапазону (60 ГГц та 70–95 ГГц), але їхня пропускна здатність обмежена регламентом на 7–9 ГГц. Тому виникає необхідність переходу на терагерцовий діапазон частот (0,1–10 ТГц) для досягнення ширини смуги у десятки ГГц.

Формула Шеннона: Пропускна здатність (C) системи зв'язку залежить від ширини смуги (W) і співвідношення сигнал/шум (S/N), що описується класичною формулою Шеннона:

$$C = W \log_2 \left(1 + \frac{S}{N} \right)$$

Для THz-систем, навіть за зниження рівня сигналу з ростом частоти, велика доступна ширина смуги дозволяє досягати високих швидкостей передачі даних.

Затухання сигналу в атмосфері: Основною проблемою використання THz-хвиль є їхнє атмосферне затухання. Сигнал поглинається молекулами водяної пари та кисню, що знижує ефективну дальність передачі. Тому важливо обирати частоту відповідно до відстані передачі:

- 100–150 ГГц для далеких систем (1–10 км),
- <350 ГГц для середніх дистанцій (100 м – 1 км),
- >500 ГГц для передачі на короткі відстані (до 100 м).

Втрати вільного простору (FSPL): Втрати при передачі вільним простором обчислюються за формулою:

$$L_B = \left(\frac{4\pi df}{c} \right)^2$$

де:

- d — відстань,

- f — частота носія,
- c — швидкість світла.

Втрата сигналу при передачі на частотах вище 100 ГГц є значною і вимагає застосування антен з високим коефіцієнтом підсилення для компенсації цих втрат.

Стаття демонструє перспективи використання фотоніки для розвитку терагерцових комунікацій, що дозволяє досягати надзвичайно високих швидкостей передачі даних. Однак на шляху до повноцінного впровадження технології є технічні виклики, такі як підвищення потужності передавачів та зменшення впливу атмосферного затухання.

Публікація [4] є оглядом сучасних підходів до формування та генерації векторних і вихрових променів у терагерцовому діапазоні. Автори аналізують доступні матеріали, компоненти та пропонують потенційні рішення для широкуглового формування таких променів, що мають перспективу для застосування у телекомунікаціях, матеріалознавстві та візуалізації.

Терагерцове випромінювання (THz) має унікальні властивості, такі як можливість збудження коливань і обертання молекул, а також високу ефективність зв'язку з металевими провідниками. Це робить його перспективним для використання у бездротових телекомунікаціях і системах візуалізації.

Формування векторних та вихрових променів: Вихрові промені, що переносять орбітальний кутовий момент (ОАМ), набули популярності завдяки своїм унікальним властивостям. Вони можуть бути використані для збільшення пропускної здатності каналів зв'язку, що є важливим у сучасних системах телекомунікацій.

Формула Шеннона для визначення пропускної здатності каналу:

$$C = W \log_2 \left(1 + \frac{S}{N} \right)$$

де:

- C — пропускна здатність,
- W — ширина смуги пропускання,
- S/N — співвідношення сигнал/шум.

Ця формула ілюструє, що для досягнення високої швидкості передачі даних необхідно збільшувати ширину смуги пропускання W або покращувати співвідношення сигнал/шум S/N .

Втрати вільного простору (Free Space Path Loss - FSPL):

$$FSPL = \left(\frac{4\pi df}{c} \right)^2$$

де:

- d — відстань між передавачем і приймачем,
- f — частота сигналу,
- c — швидкість світла.

Ця формула показує, що втрати сигналу зростають зі збільшенням відстані та частоти, що особливо важливо при використанні високих частот, таких як терагерцові хвилі.

У статті аналізуються різні матеріали та компоненти для формування широкосмугових векторних та вихрових променів. Зокрема, розглядаються **q-пластинки**, які забезпечують управління поляризацією і фазою терагерцових променів, дозволяючи формувати вихрові промені з заданим топологічним зарядом.

Робота [5] присвячена дослідженню методів формування лазерних променів з гвинтовим хвильовим фронтом за допомогою спіральної фазової пластини. Автори описують експериментальне дослідження та аналізують властивості таких променів, які мають фазову сингулярність (оптичний вихор). Це дозволяє створювати світлові пучки з орбітальним кутовим моментом (ОАМ), які можна використовувати у різних наукових і технологічних додатках.

Формування гвинтового хвильового фронту: Головна властивість гвинтових хвильових фронтів полягає в тому, що їхня фаза має сингулярність у центрі променя. Це означає, що фаза змінюється за циклом від 0 до 2π уздовж кожного витка. Промені з такою структурою описуються виразом:

$$u(r, \varphi, z) \propto \exp(-il\varphi)$$

де r, z, φ — циліндричні координати, а l — топологічний заряд променя, який визначає кількість витків гвинтового фронту.

Спіральна фазова пластинка: Спіральна фазова пластинка — це прозора пластинка, товщина якої змінюється пропорційно до азимутального кута φ .

Коли промінь проходить через таку пластину, він набуває гвинтової фази. Опис цього процесу виглядає так:

$$u_t = u \exp(-il\varphi)$$

де:

- u — амплітуда вхідного променя,
- φ — азимутальний кут,
- l — топологічний заряд, що визначає кількість фазових змін на один виток.

Модова структура Лагерра-Гаусса (LG-моди): Після проходження через спіральну фазову пластину модова структура променя змінюється. Якщо вхідний промінь є модою LG_{00} , то він може перетворюватися на моду LG_{10} , яка має фазову сингулярність у центрі. Амплітудна функція для мод Лагерра-Гаусса виглядає так:

$$U_{nm}(p, \varphi, z) = C_{nm} \left(\frac{1}{w} \right) \exp \left(-i \frac{kp^2}{2R} \right) \exp \left(-\frac{p^2}{w^2} \right) \exp(-i(n+m+1)\varphi)$$

де :

- n, m — індекси моди,
- w — ширина пучка,
- k — хвильове число,
- R — радіус кривизни хвильового фронту.

Дифракція та розподіл інтенсивності: При дифракції гвинтових променів у далекому полі спостерігаються специфічні розподіли інтенсивності, які вказують на наявність фазових сингулярностей. Наприклад, якщо пластина додає зміщення фази $l = 1$, центр променя стає темним, що свідчить про наявність фазової сингулярності.

Автори демонструють, що спіральна фазова пластина може ефективно перетворювати стандартні лазерні промені у промені з гвинтовим хвильовим фронтом. Це відкриває можливості для застосування таких променів у технологіях передачі даних, де можна використовувати орбітальний кутовий момент світла для збільшення пропускну здатності каналів зв'язку.

Стаття [6] розглядає методи формування та керування фокусом циліндрично поляризованих вихрових пучків за допомогою лінзи з високою числовою

апертурою (НА). Ці пучки знаходять застосування у таких сферах, як оптичні пінцети, лазерне друкування та обробка матеріалів, де необхідно точно контролювати фокусування світла.

Циліндрично поляризовані вихрові пучки: Вихрові пучки з циліндричною поляризацією мають фазову структуру у вигляді гвинтового фронту, яка описується наступним рівнянням:

$$E_{in} = AP(r) \exp(in\varphi)(\cos \phi_0 \hat{e}_r + \sin \phi_0 \hat{e}_\varphi),$$

де:

- $P(r)$ — амплітудний розподіл,
- n — топологічний заряд пучка,
- ϕ_0 — кут обертання поляризації,
- \hat{e}_r і \hat{e}_φ — радіальний і азимутальний вектори поляризації відповідно

. Вихрові пучки можуть переносити орбітальний кутовий момент (ОАМ), що дозволяє використовувати їх для маніпулювання частинками або колоїдами.

Фокусування за допомогою високої числової апертури (НА): Після проходження через лінзу з високою числовою апертурою (НА), поле у фокальній області можна описати як суперпозицію трьох компонент: радіальної (E_r), азимутальної (E_φ) і поздовжньої (E_z). Для цих компонент були виведені наступні вирази:

Радіальна компонента:

$$E_r(r, \varphi, z) = iA \cos \phi_0 \int_0^\alpha \sqrt{\cos \theta} \sin(2\theta) P(\theta) [J_{n+1}(kr \sin \theta) - J_{n-1}(kr \sin \theta)] d\theta,$$

де:

- J_n — функція Бесселя першого роду,
- $k=2\pi/\lambda$ — хвильове число,
- α — максимальний кут числової апертури.

Для радіально поляризованих пучків спостерігається утворення сконцентрованого фокусу з інтенсивною плямою в центрі, тоді як поздовжня компонента утворює фокусну діру.

Азимутальна компонента:

$$E_{\varphi}(r, \varphi, z) = iA \sin \phi_0 \int_0^{\alpha} \sqrt{\cos \theta} \sin(\theta) P(\theta) [J_{n+1}(kr \sin \theta) - J_{n-1}(kr \sin \theta)] d\theta,$$

Для азимутально поляризованих пучків фокус має максимальну інтенсивність на осі, і така поляризація дозволяє створити висококонцентрований фокус з обертовим моментом.

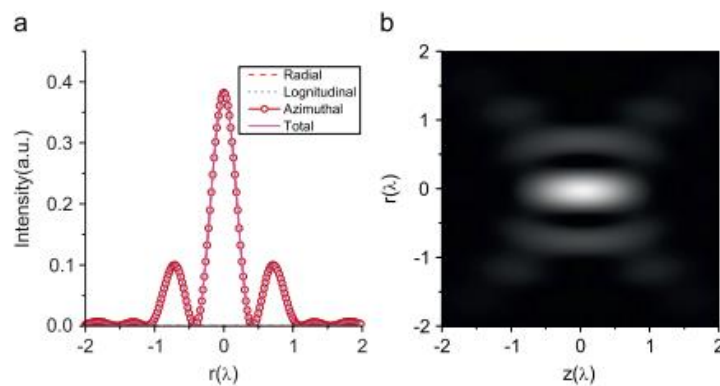


Рис. 6.2 (а) Розподіл інтенсивності у фокальній площині та (б) загальний розподіл інтенсивності в околицях фокусу для азимутально поляризованого вихрового променя. Лише фокусне поле має азимутальний компонент.

Поздовжня компонента:

$$E_z(r, \varphi, z) = 2i^{n+1} A \cos \phi_0 \int_0^{\alpha} \sqrt{\cos \theta} \sin^2(\theta) P(\theta) J_n(kr \sin \theta) d\theta.$$

Плоский фокус: Плоский фокус формується шляхом регулювання кута поляризації (ϕ) та числової апертури (NA). Плоский розподіл інтенсивності досягається завдяки суперпозиції радіальних, азимутальних і поздовжніх компонент. Це забезпечує більш рівномірне освітлення, що є важливим для таких застосувань, як лазерне друкування та мікролітографія.

Стаття показує, як за допомогою високої числової апертури можна формувати та контролювати фокусування циліндрично поляризованих вихрових пучків. Це дозволяє створювати концентровані фокусні плями або фокусні діри для

широкого спектра технологічних додатків, таких як оптичні пінцети, мікролітографія, лазерний друк і обробка матеріалів.

Дослідження [7] аналізує фокусування вихрових пучків зі спіральною поляризацією за допомогою лінзи з високою числовою апертурою (NA). В дослідженні розглядаються розподіли інтенсивності, фазові контури та орбітальний кутовий момент (ОАМ) у фокусній області, що базується на векторній теорії Дебая. Ця робота є корисною для створення високоточних оптичних систем, таких як оптичні пінцети або лазерні установки для обробки матеріалів.

Спіральна поляризація: Спіральна поляризація характеризується тим, що кут поляризації змінюється залежно від радіальної координати r . Вихрові пучки можуть бути описані за допомогою функції:

$$E_n(r, \varphi, z) = E_0 J_n(br) \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \exp(in\varphi) \exp(-ikz),$$

де :

- $J_n(x)$ — функція Бесселя першого роду,
- b — параметр Бесселя,
- n — топологічний заряд,
- w_0 — ширина пучка,
- E_0 — амплітуда.

Фокусування пучка через високочислову апертуру: Фокусування пучка через лінзу з високою NA призводить до складного розподілу інтенсивності в області фокусування. Електричне поле у фокусі можна описати для трьох компонент: радіальної, азимутальної та поздовжньої.

Орбітальний кутовий момент (ОАМ): Орбітальний кутовий момент описує момент імпульсу світлового пучка, який виникає завдяки обертанню фази навколо осі вихору. Його густина визначається як:

$$M_z(r, \varphi, z) = -\frac{\varepsilon_0 n}{\omega} |E(r, \varphi, z)|^2,$$

де :

- ϵ_0 — діелектрична проникність вакууму,
- ω — частота світла.

Загальний ОАМ визначається як інтеграл від густини моменту по площині пучка:

$$L_z = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} M_z r dr d\varphi.$$

Важливо, що для різних станів спіральної поляризації розподіл ОАМ змінюється вздовж осі поширення пучка.

Розподіл інтенсивності у фокальній площині залежить від стану спіральної поляризації та коефіцієнта поляризаційної функції. Зі збільшенням коефіцієнта спіральної поляризації з'являються нові піки інтенсивності, змінюється форма центрального піку.

Демонструється у роботі важливість фокусування спірально поляризованих вихрових пучків у системах із високою числовою апертурою. Отримані результати можуть бути застосовані в оптичних пінцетах, лазерних системах обробки матеріалів та інших оптичних системах, де необхідно точне фокусування світла з контролем над ОАМ.

Стаття [8] розкриває новаторську методику візуалізації терагерцових (THz) хвиль на основі спітронних випромінювачів і принципу примарної візуалізації (ghost imaging). Основна мета — досягнення надвисокої роздільної здатності у піддифракційному режимі за допомогою новітньої системи, яка використовує програмовану матрицю випромінювачів THz-хвиль (STEA).

Нижче наведено Рис 8. Схеми системи GHOSTEAM на якому :

- (a) Матриця спітронних терагерцових випромінювачів (STEA) збуджується двома імпульсами фемтосекундного лазера, закодованими за допомогою цифрового дзеркального мікроаналізатора (DMD), і генерує просторово закодовані терагерцові імпульси. Об'єкт "CAEP" був розташований у ближній зоні ($z \ll \lambda$). Освітлювальний терагерцовий імпульс збирався і передавався на детектор з одним пікселем.
- (b) Схеми STEA, що складається з тришарової гетероструктури W(2 нм)/Fe(2 нм)/Pt(2 нм) і працює в режимі бінарного випромінювання з поляризацією, перпендикулярною до прикладеного магнітного поля B.

- (c-d) Просторово-часова хвиля терагерцового імпульсу вздовж горизонтального (c) та вертикального (d) напрямків. Фронт хвилі вказаний білими пунктирними лініями, а час $t = 0$ — чорними пунктирними лініями. $|\Delta t_H|$ та $|\Delta t_V|$ — це часові затримки у горизонтальному та вертикальному напрямках відповідно.
- (e) Схема детектування для примарної візуалізації та вимірний сигнал Y (який є різницею між позитивним значенням маски та негативним значенням маски, $Y = |Y_p| - |Y_n|$, у випадку мультиплексування за методом Адамара) від детектора з одним пікселем для об'єкта "САЕР", освітленого послідовністю попередньо структурованих терагерцових хвиль.
- (f) Оцінені відношення сигнал/шум (SNR) як функція кількості пікселів N за умови флюенсу збудження $2,88 \text{ мДж/см}^2$, поле зору $\text{FOV1} = 834 \text{ мкм} \times 834 \text{ мкм}$. Червоний маркер зі значенням $10,92 \pm 0,97$ представляє експериментальний результат (див. основний текст та додатковий розділ 4 для деталей).

Терагерцова візуалізація: Терагерцові хвилі (частоти 0.1–10 ТГц) мають низку унікальних властивостей, таких як прозорість для багатьох матеріалів та низька енергія фотонів, що робить їх корисними для біомедичних досліджень та безконтактної дефектоскопії. Однак через велику довжину хвилі існує проблема досягнення високої просторової роздільної здатності у традиційних методах.

Примарна візуалізація (ghost imaging): Примарна візуалізація дозволяє отримувати зображення шляхом вимірювання інтенсивності в одній точці, використовуючи заздалегідь визначені шаблони освітлення, що модулюють об'єкт. В цьому методі застосовуються матриці Вальша-Адамара:

$$Y = \Phi O$$

де :

- Y — вектор вимірних сигналів,
- — вектор об'єкта,
- Φ — матриця шаблонів.

Спінтронний THz випромінювач (STE): Спінтронні випромінювачі (STE) генерують THz-хвилі на основі ефектів спіну у феромагнітних та неферомагнітних гетероструктурах. Завдяки використанню нанометрових шарів ці випромінювачі здатні працювати в широкому діапазоні частот (0.1–30 ТГц), що робить їх дуже ефективними у порівнянні з традиційними джерелами THz-хвиль.

Концепція системи GHOSTEAM: Унікальність системи GHOSTEAM полягає в використанні матриці STEA, яка здатна генерувати структуровані THz-хвилі з програмованими візерунками. Об'єкт освітлюється цими THz-візерунками, після чого сигнали вимірюються і зображення відтворюється з використанням зворотного перетворення матриці Вальша-Адамара:

$$X = \Phi^{-1}Y,$$

де X — відновлене зображення, а Φ^{-1} — обернена матриця шаблонів.

Роздільна здатність та покращений сигнал/шум: Використання програмованих шаблонів дозволяє досягти роздільної здатності 6.5 мкм, що значно перевищує дифракційний ліміт. Крім того, підвищення відношення сигнал/шум відбувається за рахунок багаторазового вимірювання:

$$SNR_H = \sqrt{\frac{k}{2N(\gamma_d^2 + \gamma_s/2)^2}},$$

де:

- N — кількість пікселів,
- γ_d — темновий шум,
- γ_s — шум сигналу,
- k — кількість вимірювань.

Система GHOSTEAM використовує спінтронні випромінювачі THz-хвиль і метод примарної візуалізації для досягнення піддифракційної роздільної здатності на рівні мікрон. Ця технологія може знайти застосування у біомедичних дослідженнях, візуалізації складних структур і виявленні дефектів в матеріалах.

В роботі [9] описується Терагерцове формування променів: від концепцій до реалізації. Терагерцовий діапазон (100 ГГц - 10 ТГц) займає проміжне місце між мікрохвильовим і оптичним спектрами, що робить його перспективним

для багатьох застосувань: бездротовий зв'язок на великі обсяги даних, медична візуалізація, сканування об'єктів без ризику для здоров'я. Основним викликом є складність управління терагерцовими променями через унікальні властивості хвиль, які потребують точного контролю їх форми та напрямку. В статті обговорюються методи і технології, що дозволяють реалізувати ефективне керування променем у цьому діапазоні.

Опис хвиль у терагерцовому діапазоні базується на рівняннях Максвелла та принципі суперпозиції електромагнітних хвиль. Одним із ключових математичних підходів є принцип Гюйгенса-Френеля, який дозволяє описувати поширення хвиль через дифракційні апертури.

Математична модель для оцінки амплітуди хвилі $A(x,y,z)$ у довільній точці простору виглядає так:

$$A(x, y, z) = \frac{1}{j\lambda} \iint A(\xi, \eta, 0) \frac{\exp(-jkr_{01})(1 + \cos \psi)}{2r_{01}} d\xi d\eta$$

де:

- λ – довжина хвилі,
- $k=2\pi/\lambda$ – хвильовий вектор,
- $r_{01}=\sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2}$ – відстань від джерела до точки спостереження,
- ψ – кут між напрямком поширення хвилі та нормаллю до апертури.

Ця формула визначає залежність інтенсивності поля в довільній точці від початкового розподілу поля на апертурі та застосовується для моделювання дифракції і формування променя.

Управління формою променя може бути досягнуто за допомогою модифікації фазового розподілу на апертурі. Одним із базових прикладів є фокусування променя на певній відстані, що описується фазовим розподілом:

$$\varphi(x, y) = k_0 \left(\sqrt{F^2 + x^2 + y^2} - F \right)$$

де:

- F – фокусна відстань,
- k_0 – хвильовий вектор у вільному просторі.

Такий розподіл фаз забезпечує конструктивну інтерференцію хвиль у фокусній точці, що дозволяє локалізувати інтенсивність випромінювання у певному малому об'ємі простору.

У роботі висвітлюються сучасні підходи до вирішення проблем управління терагерцовими променями, що дозволяють застосовувати цей діапазон для різних наукових і технологічних задач. Зокрема, використання фазованих решіток, лінз, рефлекторів та інших структур забезпечує точне керування випромінюванням і відкриває нові можливості для високошвидкісного зв'язку та неінвазивної діагностики.

Стаття [10] присвячена дослідженню квантової пам'яті для фотонів, закодованих в орбітальному кутовому моменті (ОАМ). Орбітальний кутовий момент є важливим ступенем свободи світла, що дозволяє використовувати його для кодування квантової інформації, збільшуючи щільність кодування та можливості для квантових мереж.

Орбітальний кутовий момент світла визначається фазовою структурою хвилі і може приймати будь-які цілі значення. В цьому дослідженні використовуються моди Лагерра-Гаусса (LG), які мають спіральну фазову структуру та описуються азимутальним числом l .

Квантова томографія є одним із ключових інструментів для аналізу станів, збережених у квантовій пам'яті. Вона дозволяє реконструювати щільність матриці стану, що описується рівнянням:

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2} \left(\hat{I} + \sum_{i=1}^3 S_i \hat{\sigma}_i \right)$$

де:

- \hat{I} — одинична матриця,
- S_i — параметри стану, отримані через експериментальні вимірювання,
- $\hat{\sigma}_i$ — оператори Паулі, які використовуються для опису квантових станів.

Процес зберігання квантових бітів відбувається за допомогою електромагнітно індукованої прозорості (ЕІТ). При цьому світловий імпульс зупиняється, а його інформація переноситься на когерентність атомів у холодній атомній хмарі.

Під час експерименту дослідники використовували два протилежні ОАМ стани (моди $|LG_{+1}\rangle$ та $|LG_{-1}\rangle$) для кодування кубітів. Після зберігання та

зчитування за допомогою протоколу ЕІТ було проведено квантову томографію, яка підтвердила точність зчитування на рівні 92% (без шумової корекції). Це перевищує класичний поріг точності, що підтверджує квантову природу процесу.

Фіделітет зчитаних станів визначався за допомогою формули:

$$F = \langle \psi_{\text{ідеал}} | \hat{\rho} | \psi_{\text{ідеал}} \rangle$$

де:

- $\psi_{\text{ідеал}}$ — ідеальний квантовий стан,
- $\hat{\rho}$ — реконструйована щільність стану.

Ця робота демонструє успішне зберігання квантових бітів, закодованих в ОАМ фотонів, і є важливим кроком до реалізації квантових мереж. Дослідження відкрило можливості для майбутніх розробок у сфері багатомодової квантової пам'яті та обробки інформації в квантових системах.

РОЗДІЛ 2. Теоретична модель і методика розрахунку

Поширення лазерного випромінювання у вільному просторі вздовж осі Oz описуватимемо відомими інтегралами Релея-Зоммерфельда. У циліндричній системі координат використовуємо наступні вирази для компонент поля в різних зонах дифракції

$$E_x(\rho_1, \beta, z_1) = -\frac{i z_1}{\lambda r_1^2} \exp(ikr_1) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_x^0(\rho_0, \varphi) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r_1}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho_1 \rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r_1}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi, \quad (2.1)$$

$$E_y(\rho_1, \beta, z_1) = -\frac{i z_1}{\lambda r_1^2} \exp(ikr_1) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_y^0(\vec{r}_0) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r_1}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho_1 \rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r_1}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi, \quad (2.2)$$

$$E_z(\rho_1, \beta, z_1) = -\frac{i}{\lambda r_1^2} \exp(ikr_1) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[E_x^0(\vec{r}_0)(\rho_1 \cos \beta - \rho_0 \cos \varphi) + E_y^0(\rho_1 \sin \beta - \rho_0 \sin \varphi) \right] \times \\ \times \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r_1}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho_1 \rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r_1}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi. \quad (2.3)$$

де :

- $k = 2\pi / \lambda$ – хвильове число,
- λ – довжина хвилі,
- (ρ_0, φ) – полярні координати в області задання вхідного поля,
- $E_x^0(\rho_0, \varphi)$ и $E_y^0(\rho_0, \varphi)$ – комплексні амплітуди,
- x та y компонент вхідного електричного поля, $r_1 = \sqrt{\rho_1^2 + z_1^2}$.

Моди досліджуваного діелектричного резонатора збігаються із модами

порожнистого круглого діелектричного хвилеводу. Тому в початковій площині задаємо випромінювання у вигляді TM_{01} мод, відповідно, вирази для декартових компонент електромагнітних полів яких у площині джерела $z = 0$ мають наступний вигляд

$$TM_{01} \text{ мода} \quad \begin{cases} E_x^0(\rho_0, \varphi) = B_{01} J_1\left(U_{01} \frac{\rho_0}{a}\right) \cos(\varphi), \\ E_y^0(\rho_0, \varphi) = B_{01} J_1\left(U_{01} \frac{\rho_0}{a}\right) \sin(\varphi), \end{cases} \quad (2.4)$$

де :

- a – радіус хвилеводу,
- J_1 – функція Бесселя першого роду першого порядку,
- U_{01} – перший корінь рівняння $J_1(x) = 0$,
- $B_{01} = \frac{1}{a\sqrt{\pi}J_1(U_{01})}$ – нормуючий множник для TM_{01} моди.

Розглянемо взаємодію даної моди з спіральною фазовою пластинкою (СФП) при її довільному топологічному заряді (n). Розташуємо СФП на виході хвилеводу з отвором однакового діаметру. Комплексна функція пропускання цієї СФП радіусом a в полярних координатах має вигляд :

$$T_n(\rho_0, \varphi) = \text{circ}\left(\frac{\rho_0}{a}\right) \exp(in\varphi), \quad (2.5)$$

де:

- $\text{circ}(\cdot)$ – кругова функція.

Для спрощення розрахунків інтегрування по куту φ в (3) можна

виконати, використовуючи відомі співвідношення для цілого $m \geq 0$

$$\int_0^{2\pi} \cos(m\varphi + \varphi_0) \exp[-ix \cos(\varphi - \theta)] d\varphi = 2\pi (-i)^m J_m(x) \cos(m\theta + \varphi_0),$$

$$\int_0^{2\pi} \sin(m\varphi + \varphi_0) \exp[-ix \cos(\varphi - \theta)] d\varphi = 2\pi (-i)^m J_m(x) \sin(m\theta + \varphi_0).$$

Тоді звідси можна отримати таке співвідношення

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\varphi - \beta)} e^{\pm in\varphi} d\varphi = 2\pi e^{\pm in\beta} (-i)^n J_n(x).$$

(2.6)

Використовуючи формулу Ейлера для тригонометричних функцій з урахуванням (5) можна отримати вирази для наступних інтегралів:

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\varphi - \beta)} e^{in\varphi} \sin \varphi d\varphi = -\pi e^{in\beta} (-i)^n [e^{i\beta} J_{n+1}(x) + e^{-i\beta} J_{n-1}(x)],$$

(2.7)

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\varphi - \beta)} e^{in\varphi} \cos \varphi d\varphi = \pi e^{in\beta} (-i)^{n+1} [e^{i\beta} J_{n+1}(x) - e^{-i\beta} J_{n-1}(x)].$$

(2.8)

Також, використовуючи формули (2.7) и (2.8), отримаємо вирази для компонент поля, що описують непараксіальну дифракцію TM_{01} моди на СФП.

Вони мають наступний вигляд:

$$E_x(\rho_1, \beta, z_1) = \frac{(-i)^{n+2} k z_1}{2r_1^2} e^{i(n\beta + kz_1)} B_{01} [e^{i\beta} I_{1n+1}(\rho_1, z_1) - e^{-i\beta} I_{1n-1}(\rho_1, z_1)],$$

(2.9)

$$E_y(\rho_1, \beta, z_1) = -\frac{(-i)^{n+1} k z_1}{2r_1^2} e^{i(n\beta + kr_1)} B_{01} \left[e^{i\beta} I_{1n+1}(\rho_1, z_1) + e^{-i\beta} I_{1n-1}(\rho_1, z_1) \right], \quad (2.10)$$

$$E_z(\rho_1, \beta, z_1) = -\frac{(-i)^{n+1} k}{2r_1^2} e^{i(n\beta + kr_1)} B_{01} \left\{ \rho_1 \sin \beta [e^{i\beta} I_{1n+1}(\rho_1, z_1) + e^{-i\beta} I_{1n-1}(\rho_1, z_1)] \right. \\ \left. + 2I_{2n}(\rho_1, z_1) + i\rho_1 \cos \beta [e^{i\beta} I_{1n+1}(\rho_1, z_1) - e^{-i\beta} I_{1n-1}(\rho_1, z_1)] \right\} \quad (2.11)$$

де введені такі позначення:

$$I_{1n}(\rho_1, z_1) = \int_0^a J_1 \left(U_{01} \frac{\rho_0}{a} \right) J_n \left(\frac{k\rho_1 \rho_0}{r_1} \right) \exp \left(ik \frac{\rho_0^2}{2r_1} \right) \rho_0 d\rho_0,$$

$$I_{2n}(\rho_1, z_1) = \int_0^a J_1 \left(U_{01} \frac{\rho_0}{a} \right) J_n \left(\frac{k\rho_1 \rho_0}{r_1} \right) \exp \left(ik \frac{\rho_0^2}{2r_1} \right) \rho_0^2 d\rho_0.$$

Поле на вході та виході лінзи радіуса a_1 опишемо за допомогою функції

$$\text{фазової корекції } U(\rho_1) = \exp \left(\frac{-i\pi\rho_1^2}{\lambda F} \right),$$

де:

- F — фокусна відстань лінзи.

Знову застосувавши до компонент вектора напруженості електричного поля, знайдених після фазової корекції, інтегральні перетворення Релея-Зоммерфельда, отримаємо аналітичні вирази для поперечних і поздовжніх компонент поля досліджуваних мод у фокальній області лінзи.

Компоненти поля для лінійно поляризованої EH_{11} моди на відстані z_2 від лінзи мають вигляд:

$$E_x(\rho_2, \theta, z_2) = 0, \quad (2.12)$$

$$E_y(\rho_2, \theta, z_2) = -\frac{(-i)^{2n} k^2 z_1 z_2 \exp[i(n\theta + kr_2)] A_{11}}{r_2^2} \times \int_0^{a_1} \frac{G_{10n}(\rho_1, z_1)}{r_1^2} \exp\left[ik\left(r_1 + \frac{\rho_1^2}{2r_2}\right)\right] J_n(x) U(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \quad (2.13)$$

$$E_z(\rho_2, \theta, z_2) = \frac{(-i)^{2n} k^2 z_1 \exp[i(n\theta + kr_2)] A_{11}}{r_2^2} \times \int_0^{a_1} \frac{G_{10n}(\rho_1, z_1)}{r_1^2} \exp(ikr_1) \left\{ \rho_2 \sin\theta J_n(x) + \frac{\rho_1}{2} \left[\exp(i\theta) J_{n+1}\left(\frac{k\rho_1\rho_2}{r_2}\right) + \exp(-i\theta) J_{n-1}(x) \right] \right\} \exp\left(ik\frac{\rho_1^2}{2r_2}\right) U(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \quad (2.14)$$

де:

- (ρ_2, θ, z_2) – циліндричні координати в у фокальній області лінзи’,

$$r_2 = \sqrt{\rho_2^2 + z_2^2}, \quad x = \frac{k\rho_1\rho_2}{r_2}.$$

Компоненти поля для азимутально поляризованої TE_{01} моди на відстані z_2 від лінзи мають вигляд:

$$E_x(\rho_2, \theta, z_2) = \frac{(-i)^{2n+3} k^2 z_1 z_2 \exp[i(n\theta + kr_2)] B_{01}}{2r_2^2} \times \int_0^{a_1} \left[\exp(i\theta) G_{21n+1}(\rho_1, z_1) J_{n+1}(x) - \exp(-i\theta) G_{21n-1}(\rho_1, z_1) J_{n-1}(x) \right] \frac{\exp\left[ik\left(r_1 + \frac{\rho_1^2}{2r_2}\right)\right]}{r_1^2} U(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned}
E_y(\rho_2, \theta, z_2) &= \frac{(-i)^{2n} k^2 z_1 z_2 \exp[i(n\theta + kr_2)] B_{01} \times \\
&\times \int_0^{a_1} \left[\exp(i\theta) G_{2_{1n+1}}(\rho_1, z_1) J_{n+1}(x) + \exp(-i\theta) G_{2_{1n-1}}(\rho_1, z_1) J_{n-1}(x) \right] \frac{\exp\left[ik\left(r_1 + \frac{\rho_1^2}{2r_2}\right)\right]}{r_1^2} U(\rho_1) \rho_1 d\rho_1,
\end{aligned} \tag{2.16}$$

$$\begin{aligned}
E_z(\rho_2, \theta, z_2) &= \frac{(-i)^n k^2 z_1 \exp[i(n\theta + kr_2)] B_{01} \times \\
&\times \int_0^{a_1} \left\{ \rho_2 \exp(-i\theta) \left[G_{2_{1n+1}}(\rho_1, z_1) \exp(i\theta) (-i)^{n+1} J_{n+1}(x) + G_{2_{1n-1}}(\rho_1, z_1) \exp(-i\theta) (-i)^{n-1} J_{n-1}(x) \right] \right. \\
&\left. + \rho_1 \left[G_{2_{1n+1}}(\rho_1, z_1) (-i)^{n+2} J_n(x) + G_{2_{1n-1}}(\rho_1, z_1) \exp(-2i\theta) (-i)^n J_{n-2}(x) \right] \right\} \frac{\exp\left[ik\left(r_1 + \frac{\rho_1^2}{2r_2}\right)\right]}{r_1^2} U(\rho_1) \rho_1 d\rho_1,
\end{aligned} \tag{2.17}$$

РОЗДІЛ 3. Результати розрахунків та обговорення

Використовуючи вирази (2.15) і (2.17), які отримані вище, було розраховано поздовжні та поперечні розподіли загальної інтенсивності поля ($I=|E_x|^2+|E_y|^2+|E_z|^2$) та фази ($\phi = \arctg(\text{Im}(E_i)/\text{Re}(E_i))$, $i = x, y, z$) для пучків лазерного випромінювання, сформованих модами діелектричного хвилеводного резонатора терагерцового лазера при їх взаємодії з поверхневими плазмон-поляритонами (SPP) та при жорсткому фокусуванні у вільному просторі. Розрахунки виконувалися для осесиметричної радіально поляризованої моди TM_{01} . Довжина хвилі випромінювання в розрахунках становила $\lambda = 432,6 \mu\text{m}$ (лінія генерації HCOOH терагерцового лазера з оптичним накачуванням). Діаметр хвилеводу був $2a_1 = 35 \text{ мм}$. На виході хвилеводу розташовувався SPP з апертурою того ж діаметра. У цьому випадку топологічний заряд n SPP дорівнював 0, 1 і 2. Діаметр лінзи становив $2a_2 = 50 \text{ мм}$. Фокусна відстань лінзи F була вибрана відповідно до умови помірного і жорсткого фокусування [11] (числова апертура лінзи $NA = 0,69$ та $0,16$). Для повного перехоплення пучка відстань між SPP і лінзою становила $z_1 = 300 \text{ мм}$. Результати розрахунків представлені на рис. 3.1–3.8.

На рис. 3.1 показано розподіли інтенсивності поля вздовж осі z для радіально поляризованої моди TM_{01} за умов жорсткого фокусування для топологічних зарядів $n = 0, 1$ та 2 . Відзначимо, що початкова мода TM_{01} ($n = 0$) фокусується в кільце з діаметром $d = 1,06 \text{ мм}$, а довжина фокальної області становить $l_z = 3,34 \text{ мм}$. Вихровий пучок із $n = 1$ фокусується у пляму діаметром

$d = 0,44$ мм, причому довжина фокальної області становить $l_z = 3,05$ мм. Вихровий пучок із $n = 2$ фокусується в кільце з діаметром $d = 1,30$ мм, а довжина фокальної області становить $l_z = 4,75$ мм. Порожній канал у трубчастій структурі фокальної області для $n = 0$ та $n = 2$ не має локальних розширень поблизу фокальної площини. Для всіх топологічних зарядів зона максимальної інтенсивності формується на однаковій відстані від лінзи, $z = 37,25$ мм. З рисунка 3.1 видно, що для топологічних зарядів $n = 0, 1$ та 2 розподіл інтенсивності зберігає форму кільця, а при $n = 1$ профіль пучка набуває вигляду гаусоїди.

На рис. 3.2 – 3.4 показано розраховані поперечні розподіли інтенсивності та фази для окремих компонентів випромінювання моди TM_{01} у фокальній області лінзи для топологічних зарядів $n = 0, 1$ та 2 . Із цього рисунка видно, що вихровий пучок із зарядом $n = 1$ має дві гвинтові гілки, а пучок із зарядом $n = 2$ три гвинтові гілки. Точки фазової сингулярності розташовані в мінімумі інтенсивності поля.

На рис. 3.5 показано розподіли інтенсивності поля вздовж осі z для радіально поляризованої моди TM_{01} за умов помірного фокусування для топологічних зарядів $n = 0, 1$ та 2 . А На рис. 3.6 – 3.8 показано розраховані поперечні розподіли інтенсивності та фази для окремих компонентів випромінювання моди TM_{01} у фокальній області лінзи для топологічних зарядів $n = 0, 1$ та 2 за умов помірного фокусування.

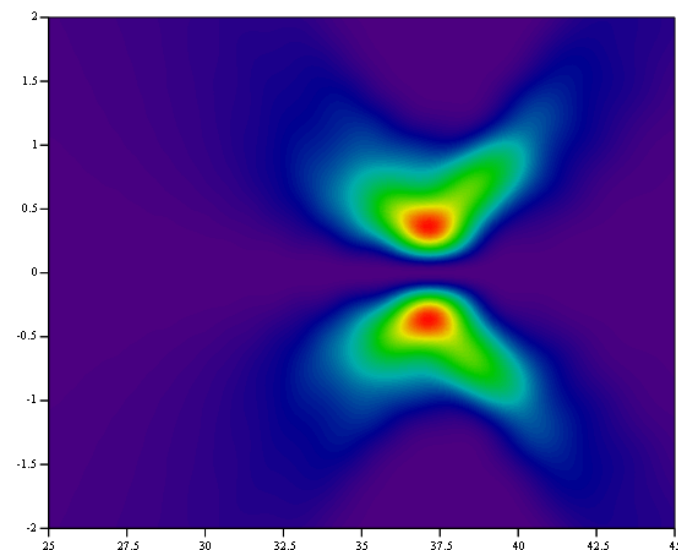
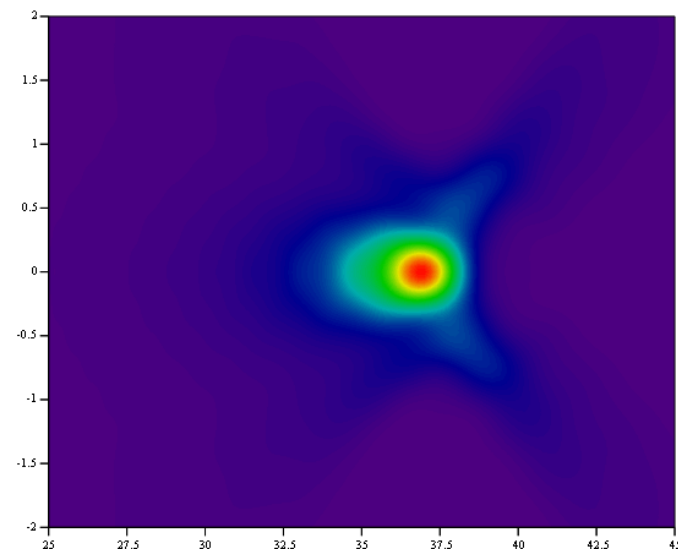
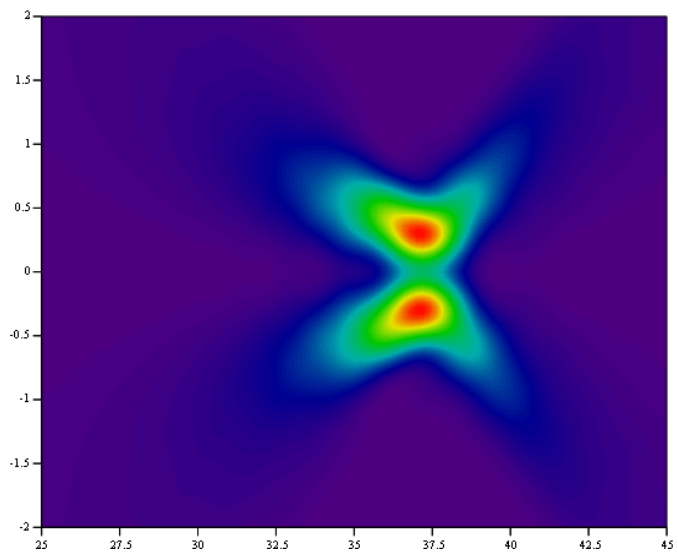


Рис. 3.1. Розрахункові поздовжні розподіли напруженості поля моди TM_{01} у фокальній області лінзи для топологічних зарядів $n = 0$ (a1), 1 (a2) і 2 (a3).

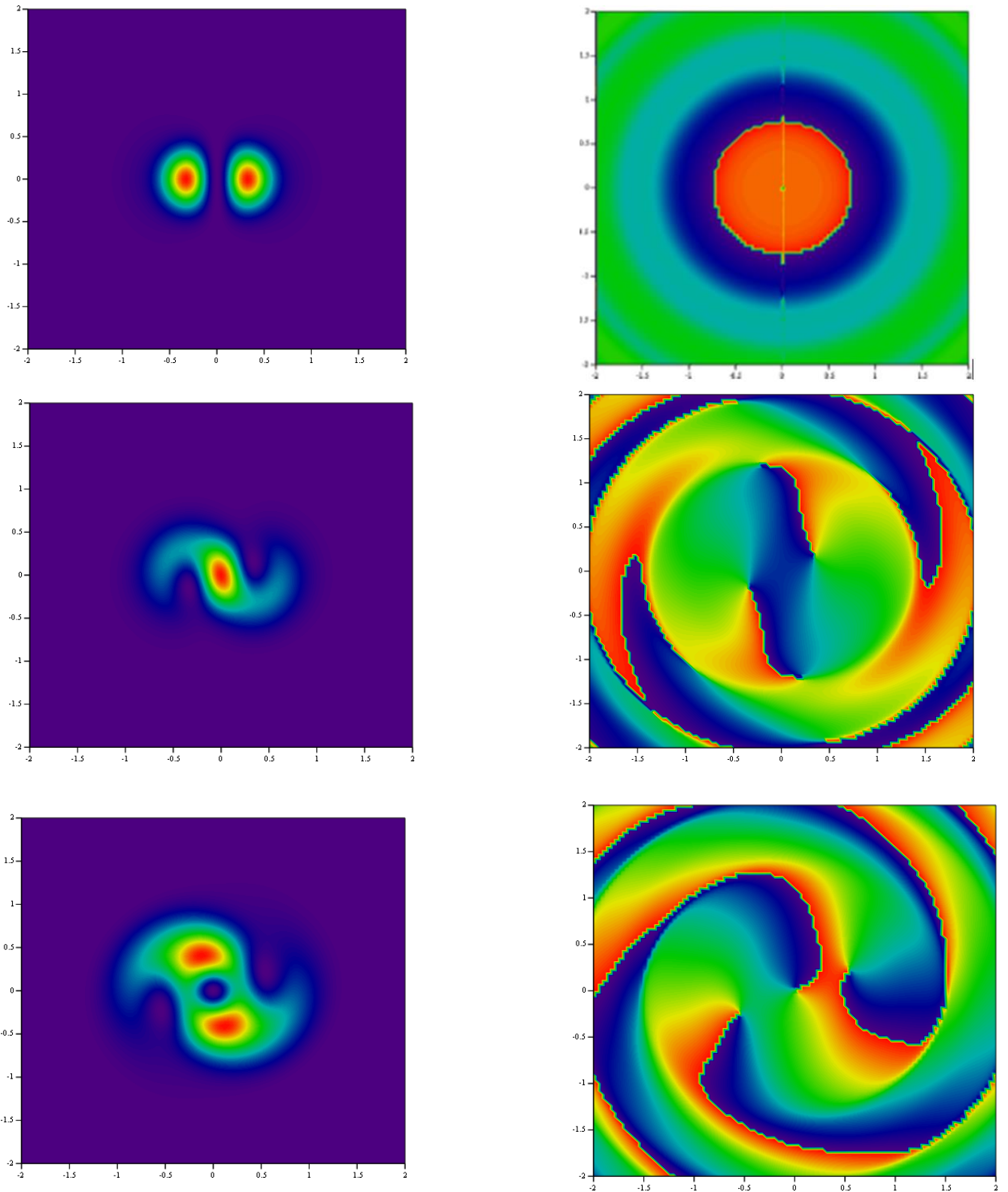


Рис. 3.2. Розраховані поперечні розподіли інтенсивності та фази компоненти поля E_x моди TM_{01} у фокальній області лінзи для топологічних зарядів $n = 0$ (перший рядок), 1 (другий рядок) і 2 (третій рядок).

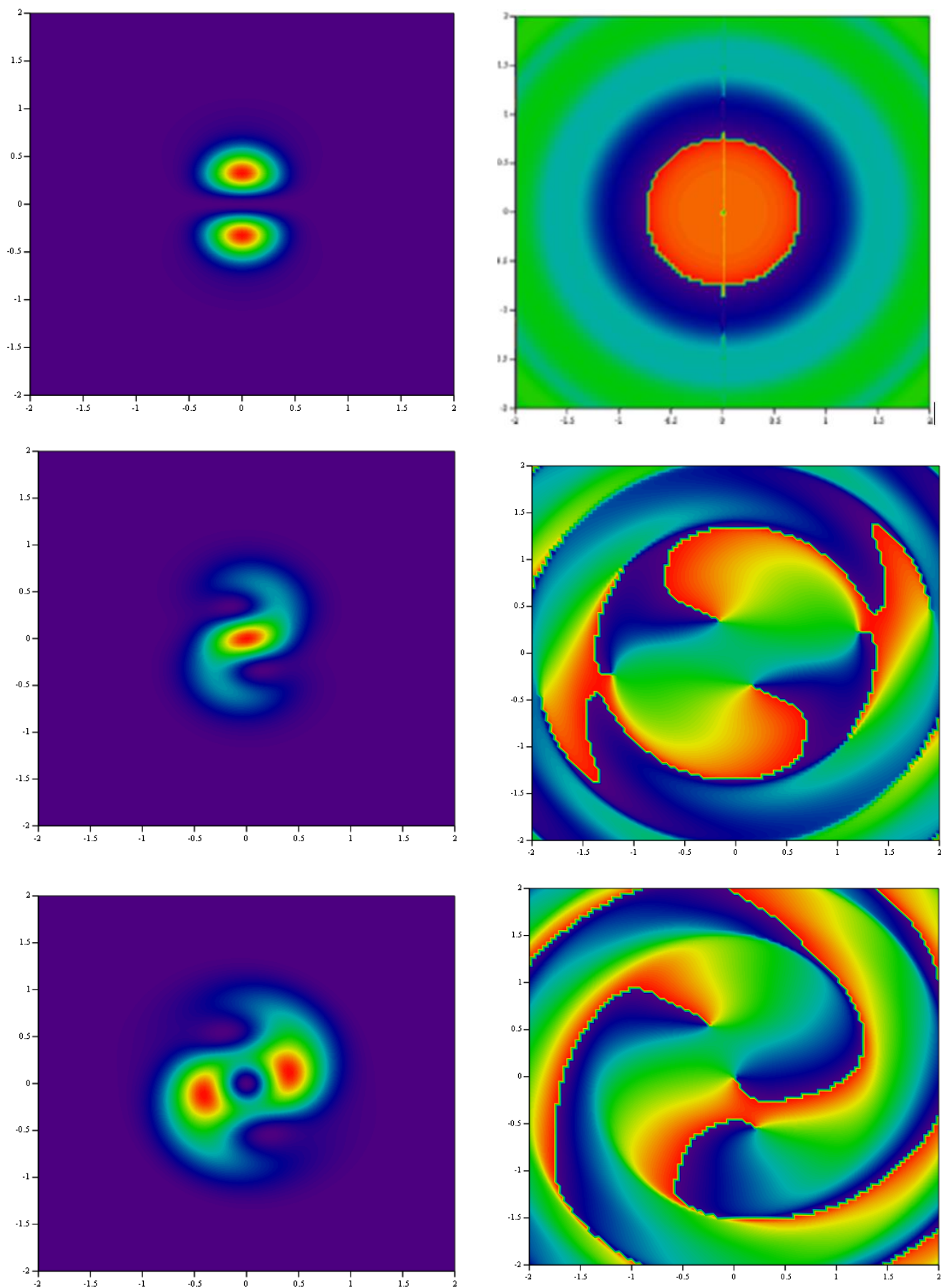


Рис. 3.3. Розраховані поперечні розподіли інтенсивності та фази компоненти поля E_y моди TM_{01} у фокальній області лінзи для топологічних зарядів $n = 0$ (перший рядок), 1 (другий рядок) і 2 (третій рядок).

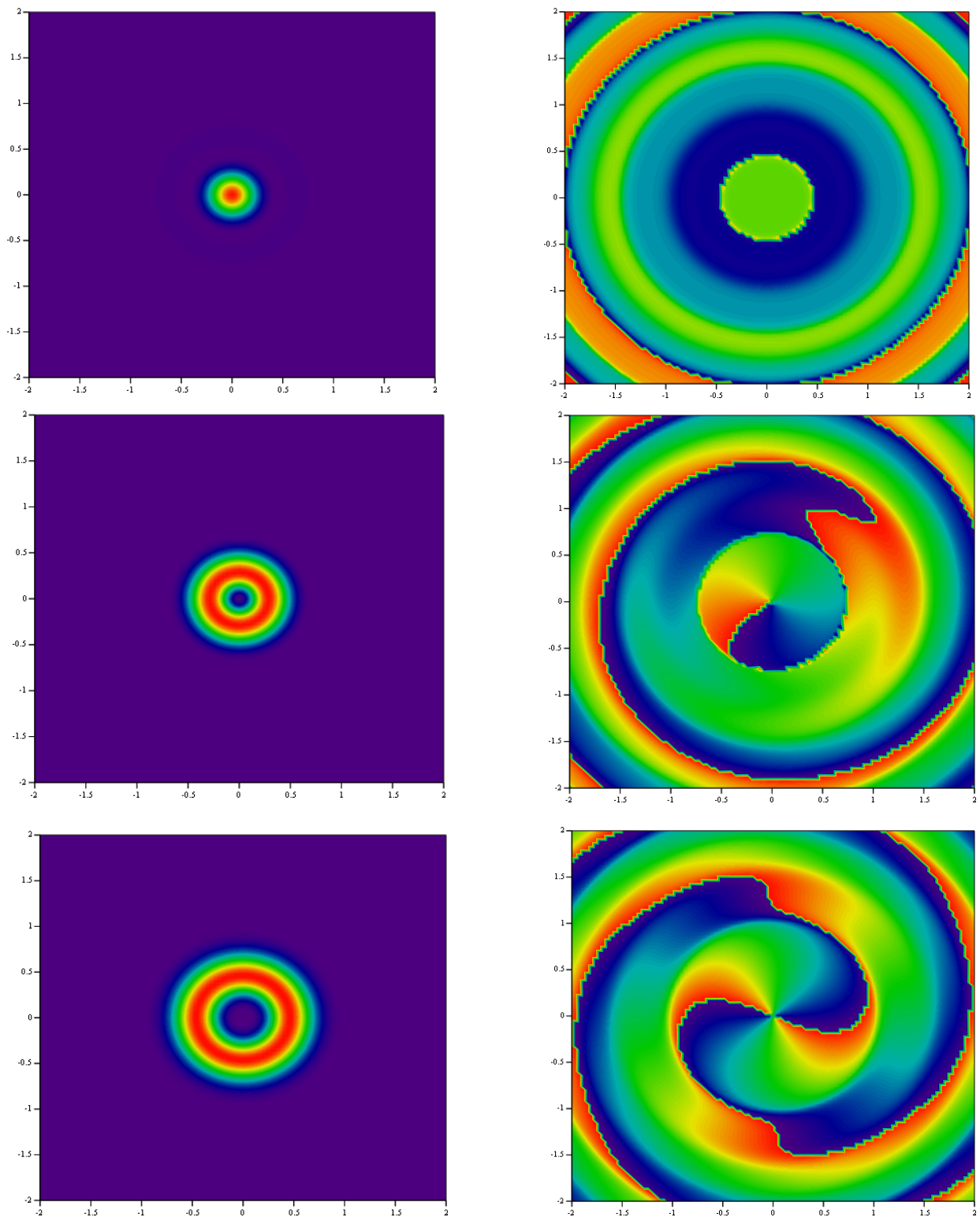


Рис. 3.4. Розраховані поперечні розподіли інтенсивності та фази компоненти поля E_z моди TM_{01} у фокальній області лінзи для топологічних зарядів $n = 0$ (перший рядок), 1 (другий рядок) і 2 (третій рядок).

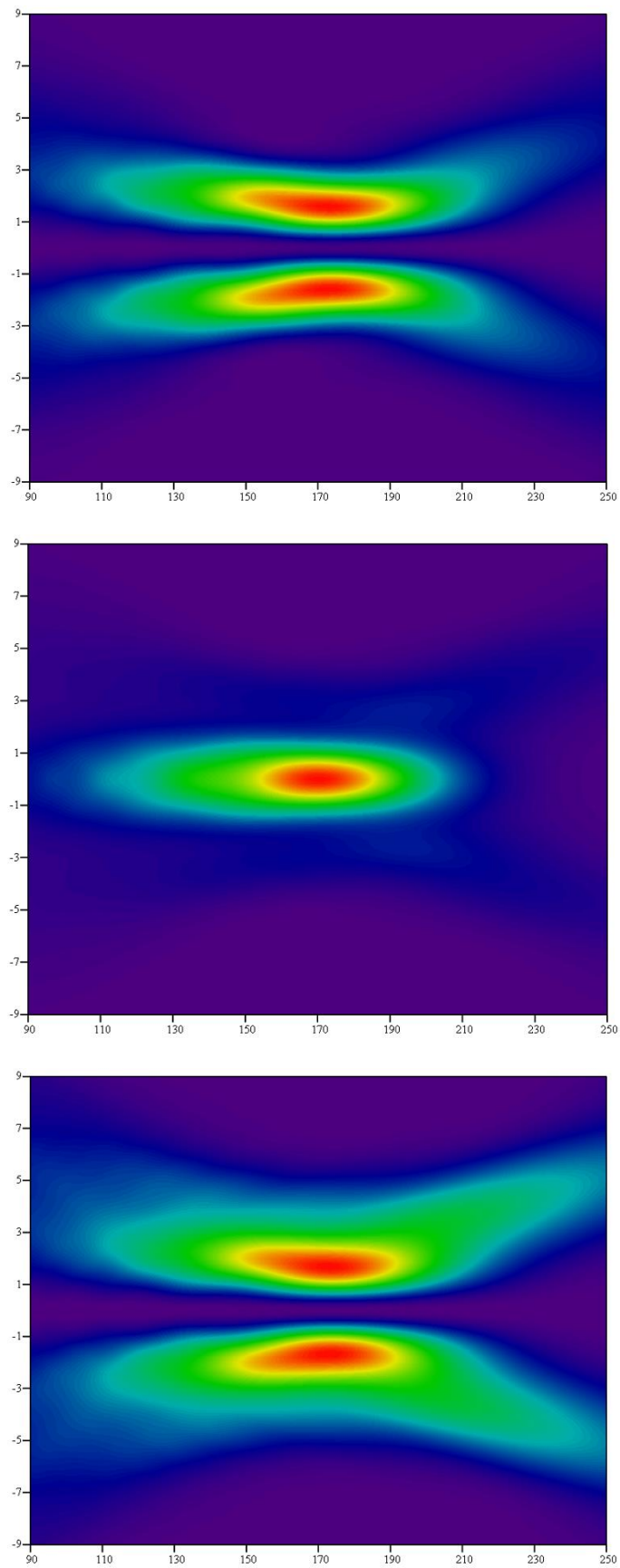


Рис. 3.5. Розрахункові поздовжні розподіли напруженості поля моди TM_{01} у фокальній області лінзи для топологічних зарядів $n = 0$ (a1), 1 (a2) і 2 (a3) при $NA = 0,16$.

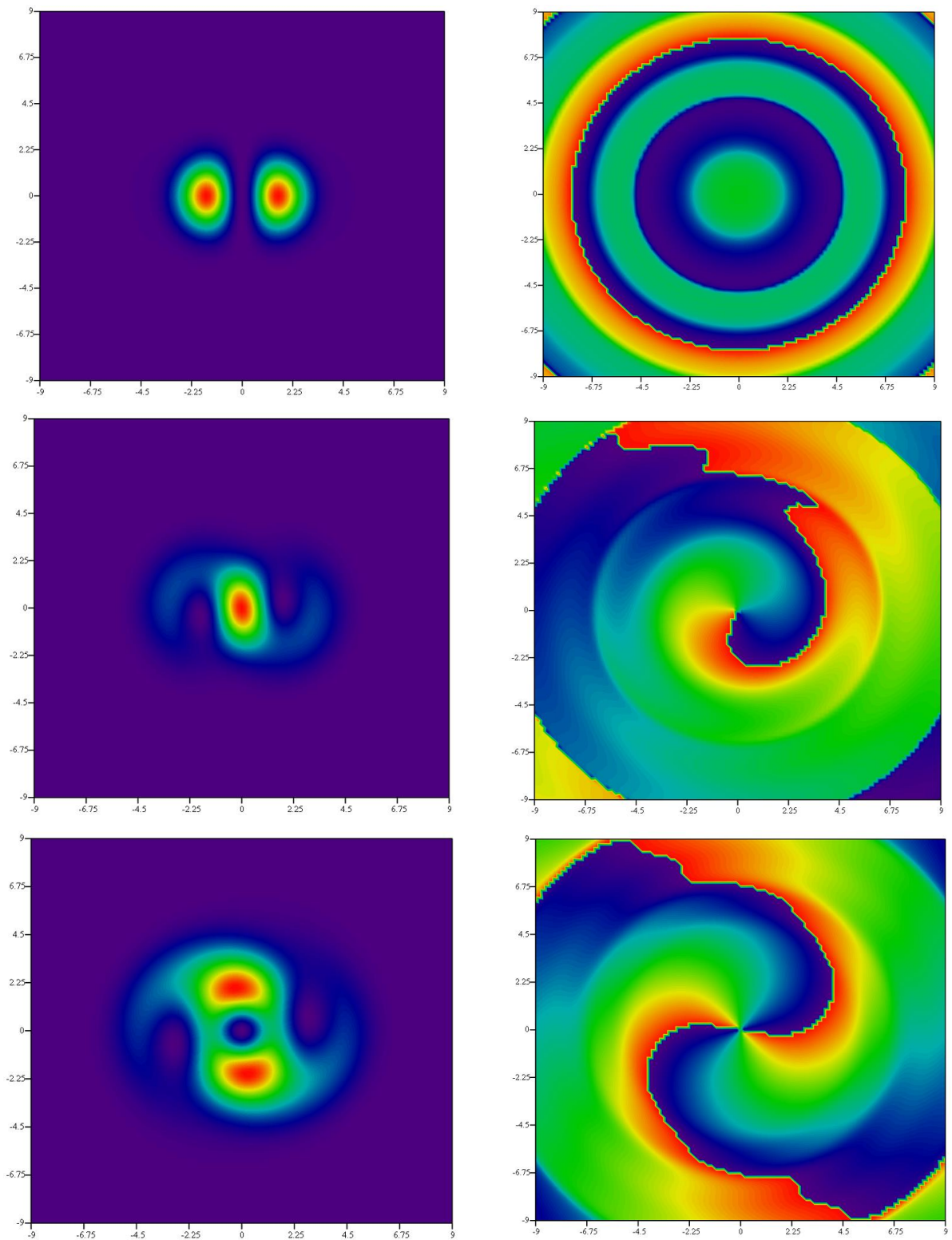


Рис. 3.6. Розраховані поперечні розподіли інтенсивності та фази компоненти поля E_x моди TM_{01} у фокальній області лінзи для топологічних зарядів $n = 0$ (перший рядок), 1 (другий рядок) і 2 (третій рядок). при $NA = 0,16$

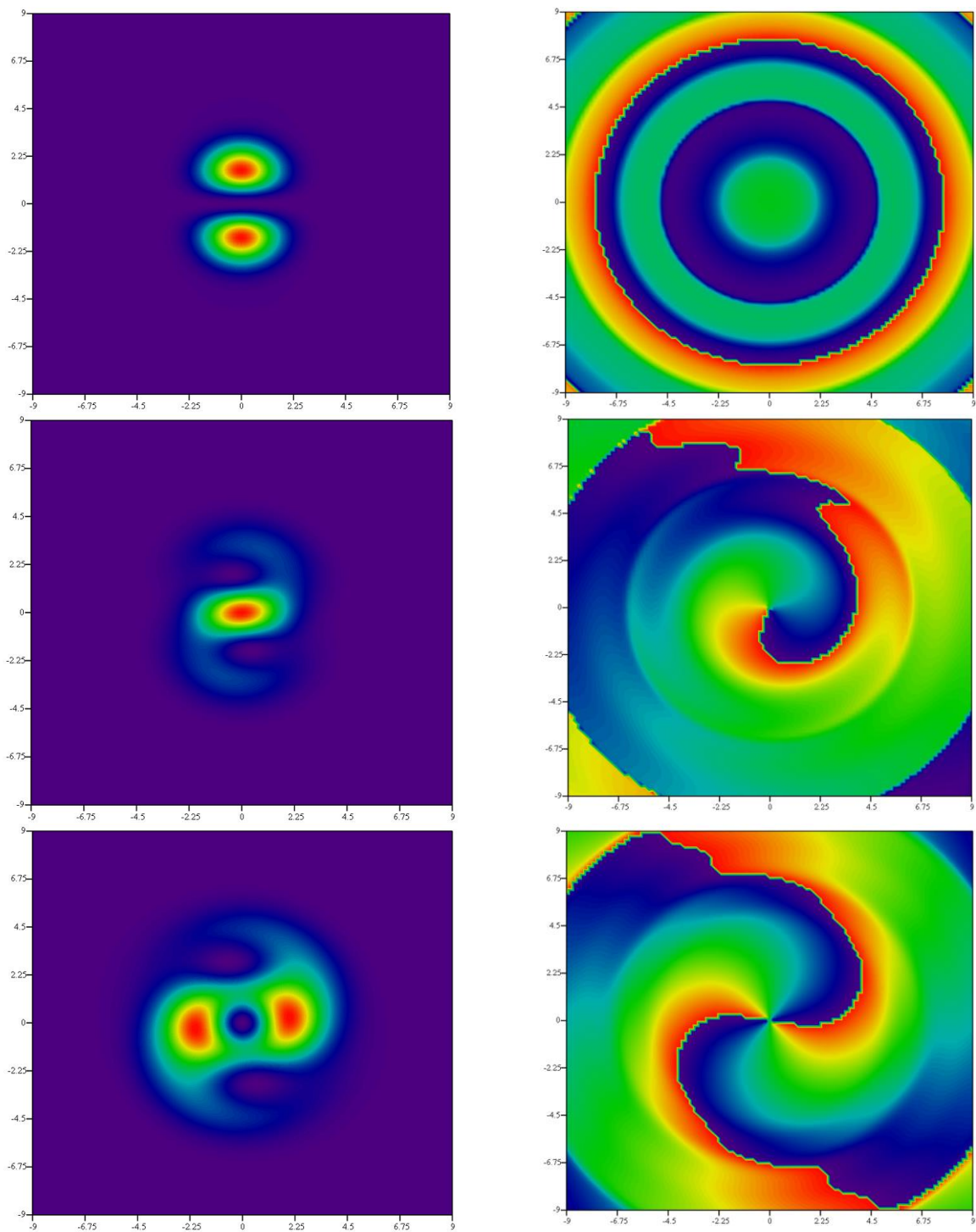


Рис. 3.7. Розраховані поперечні розподіли інтенсивності та фази компоненти поля E_y моди TM_{01} у фокальній області лінзи для топологічних зарядів $n = 0$ (перший рядок), 1 (другий рядок) і 2 (третій рядок). при $NA = 0,16$

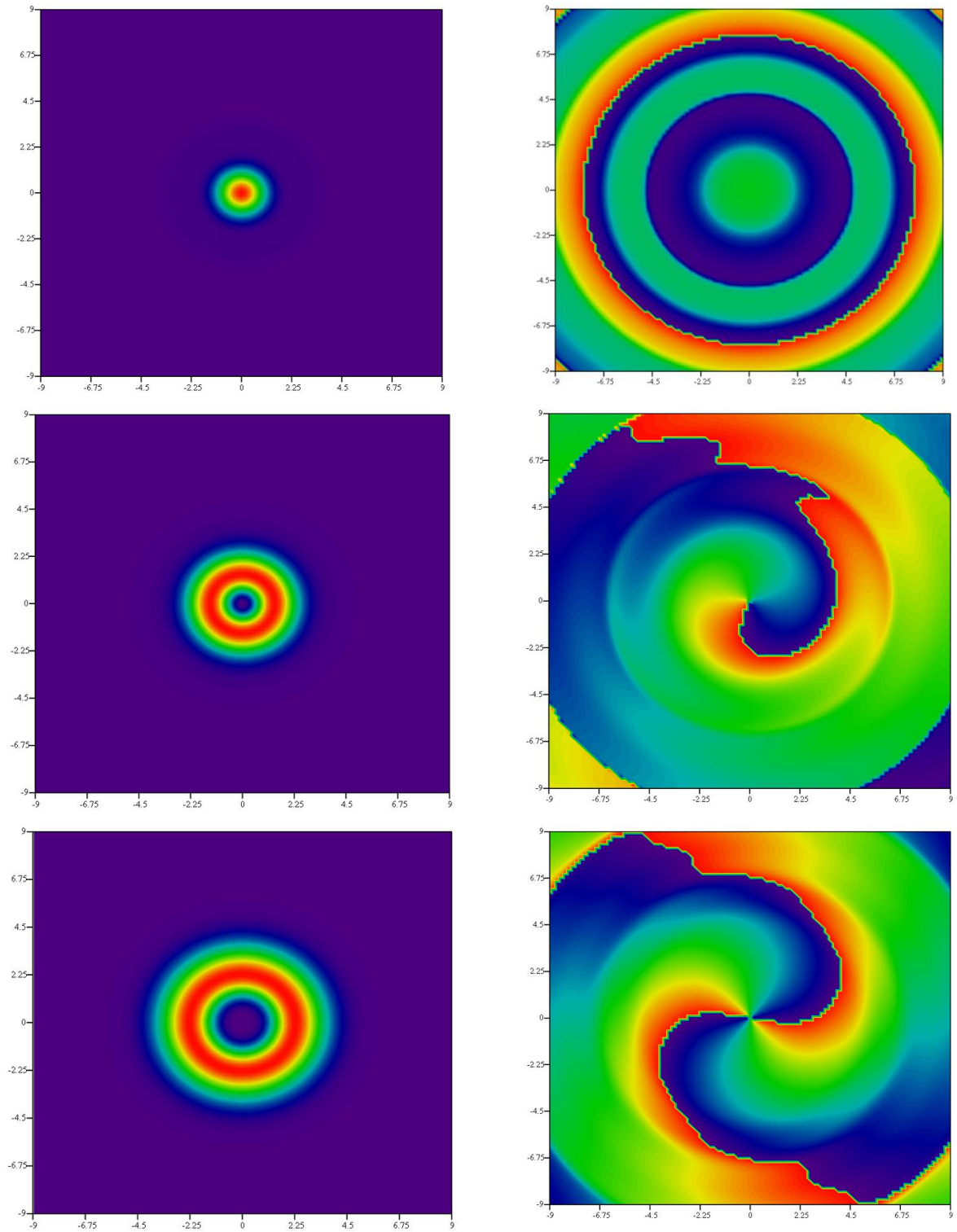


Рис. 3.8. Розраховані поперечні розподіли інтенсивності та фази компоненти поля E_z моди TM_{01} у фокальній області лінзи для топологічних зарядів $n = 0$ (перший рядок), 1 (другий рядок) і 2 (третій рядок) при $NA = 0,16$.

Висновки

У цій роботі досліджуються хвильові характеристики вихрових лазерних пучків при їх жорсткому фокусуванні за допомогою векторної теорії Релея – Зоммерфельда. Лазерні пучки були сформовані модою хвилеводного діелектричного резонатора терагерцового лазера. Показано, що для мод TM_{01} з топологічними зарядами $n = 0$ та 2 розподіл інтенсивності зберігає форму кільця, а при $n = 1$ профіль пучка набуває гаусоподібної форми як при помірному так і при гострому фокусуванні. Слід зазначити, що для всіх топологічних зарядів зона максимального значення інтенсивності поля для моди TM_{01} формується на одній і тій самій відстані від лінзи.

Хвильовий фронт у фокальній області лінзи для компонент моди TM_{01} змінюється від сферичного до спірального зі збільшенням топологічного заряду. Для поперечних компонентів моди TM_{01} спостерігаються дві та три гвинтові гілки відповідно. Точки фазової сингулярності як для компонент моди TM_{01} розташовані в мінімумі інтенсивності поля.

Список літератури

1. K. S. Youngworth and T. G. Brown Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams. *Optics Express*, Vol. 7, Issue 2, p.77 – 87.
2. Yulia Choporova, Boris Knyazeva, Mikhail Mitkov, Natalya Osintseva, Vladimir Pavelyev. Simulation of propagation and transformation of THz Bessel beams with orbital angular momentum. *Physics Procedia* 84 (2016) 175 – 183.
3. Tadao Nagatsuma, Guillaume Ducournau and Cyril C. Renaud. Advances in terahertz communications accelerated by photonics. Tadao Nagatsuma, Guillaume Ducournau and Cyril C. Renaud.
4. Design of broadband terahertz vector and vortex beams: I. Review of materials and components. Nikolay V. Petrov, Bogdan Sokolenko, Maksim S. Kulya, Andrei Gorodetsky and Aleksey V. Chernykh.
5. Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate. M.W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kristensen, J.P. Woerdman. *Optics Communications* 112 (1994) 321-327.
6. Focus shaping of cylindrically polarized vortex beams by a high numerical-aperture lens. Lianzhou Rao, Jixiong Pu, Zhiyang Chen, Pu Yei. *Optics & Laser Technology* 41 (2009) 241–246.
7. Tight focusing of spirally polarized vortex beams. Jixiong Pu, Zhiming Zhang. *Optics & Laser Technology* 42 (2010) 186–191.
8. Ghost spintronic THz-emitter-array microscope.
9. Tutorial: Terahertz beamforming, from concepts to realizations. Daniel Headland, Yasuaki Monnai, Derek Abbott, Christophe Fumeaux, and Withawat Withayachumnankul.

10.A quantum memory for orbital angular momentum photonic qubits. A. Nicolas, L. Veissier, L. Giner, E. Giacobino, D. Maxein and J. Laurat. 26 JANUARY 2014.