

Міністерство освіти і науки України

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем

Кафедра квантової радіофізики

До захисту допущено

Кафедрою _____ протокол № _____ від _____

завідувач кафедри _____
(підпис) (ім'я, прізвище)

« _____ » _____ 202_ р.

Кваліфікаційна робота

здобувача _____ магістерського _____ рівня вищої освіти
(першого (бакалаврського) / другого (магістерського))

Просторова динаміка лінійно поляризованих вихрових лазерних
пучків терагерцового діапазону
(назва роботи)

Спеціальність (спеціалізація) 105 Прикладна фізика та наноматеріали

(код та найменування спеціальності; спеціалізації спеціальності - за наявності)

Освітня програма _____ Радіофізика та електроніка
(назва освітньої програми)

Виконавець _____
(підпис) Вероніка Богомаз
(ім'я, прізвище)

Науковий керівник _____
(підпис) Андрій Дегтярьов
(ім'я, прізвище)

Харків – 2025

ЗМІСТ

Анотація.....	3
Abstract.....	4
ВСТУП	5
1. Аналітичний літературний огляд	8
2. Теоретична модель і методика розрахунку	24
3. Результати розрахунків та обговорення	29
4. Висновки.....	40
Список літератури.....	41

Анотація

Кваліфікаційна робота магістра у 42 сторінках містить 17 рисунків та 12 бібліографічних посилань.

У кваліфікаційній роботі теоретично вивчено фізичні особливості лінійно поляризованих вихрових лазерних пучків терагерцового діапазону у різних зонах дифракції при значеннях топологічного заряду від 0 до 2. Встановлено, що спіральна фазова пластина для мод EH_{11} , EH_{12} та EH_{13} з структури із максимумом інтенсивності в центрі (при $n = 0$) формує кільцеву (при $n = 1, 2$). Фазовий фронт променя лінійно поляризованих EH_{11} , EH_{12} та EH_{13} мод перетворюється із сферичного в спіральний з однією точкою сингулярності на осі при $n = 1$ і двома при $n = 2$.

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

Abstract

Graduate work in 42 pages contains 17 drawings and 12 bibliographic references.

In the qualification work, the physical features of linearly polarized vortex laser beams of the terahertz range in different diffraction zones at topological charge values from 0 to 2 were theoretically studied. It was established that the spiral phase plate for the EH_{11} , EH_{12} and EH_{13} modes from a structure with a maximum intensity in the center (at $n = 0$) forms a ring (at $n = 1, 2$). The phase front of the beam of linearly polarized EH_{11} , EH_{12} and EH_{13} modes is transformed from spherical to spiral with one singularity point on the axis at $n = 1$ and two at $n = 2$.

Keywords: VORTEX BEAM, TOPOLOGICAL CHARGE, PHASE SINGULARITY, SPIRAL PHASE PLATE, RESONATOR MODES.

ВСТУП

Починаючи з середини ХХ століття, інтенсивні дослідження методів створення оптичних вихорів набули значного розвитку. Ці вихори являють собою області, де енергія електромагнітної хвилі рухається по круговій траєкторії навколо точок фазових сингулярностей. Одним із найважливіших аспектів таких світлових полів є спіральна структура їх хвильового фронту, що надає пучкам орбітальний кутовий момент. Цей момент може передаватися матеріальним об'єктам, викликаючи обертання частинок на нано- і мікрорівнях. Сьогодні оптичні вихори широко використовуються як для вирішення прикладних задач, так і для фундаментальних наукових досліджень у галузях оптики та фотоніки. Розглядаються основні етапи розвитку технологій формування вихорових пучків, їх переваги та недоліки — від перших спостережень фазових сингулярностей при розсіянні світла до сучасних досягнень у мікрОВИХРОВИХ лазерах, здатних створювати конкретні світлові поля з заданим кутовим моментом для роботи з нано- й мікроскопічними об'єктами.

Вихори є природним явищем, яке можна побачити як у живих системах, так і у неживій природі. Їх приклади варіюються від суперструмів у надпровідниках на мікроскопічному рівні до масивних газових вихорів у галактиках і Великої червоної плями Юпітера на планетарному масштабі. Також вони зустрічаються в технічних системах, океанських потоках та атмосферних рухах. Вихори можуть мати як позитивний вплив, наприклад створювати підйомну силу для літаків, так і негативний — у вигляді перешкод для механізмів. Поглиблене вивчення вихорової поведінки дозволяє краще розуміти природу цього феномену, прогнозувати його виникнення та розробляти ефективні методи управління ним.

Популярність оптичних вихорів у дослідницьких колах зросла завдяки особливим властивостям їхньої спіральної дислокації хвильового фронту.

Сам термін "оптичний вихор" був введений у вжиток наприкінці 1980-х років через аналогію між круговими струмами в надплинних рідинах і світловими пучками зі спіралеподібною структурою. Вивчення механізмів утворення оптичних вихорів і їх фізичних характеристик стало основою для створення нового наукового напрямку — сингулярної оптики, яка аналізує властивості вихорових пучків та їх генерацію. Цей тип світлових структур знаходить застосування у фотоніці, зокрема для лазерного управління мікрооб'єктами, побудови систем оптичного зв'язку, ультраточних конфокальних мікроскопів, лазерної обробки матеріалів, формування складних оптичних зображень тощо. Велика кількість вихорових структур досліджується в різних дисциплінах — фізиці, гідродинаміці, метеорології та інших напрямках. Вони мають широке розмаїття форм і масштабів: від турбуленцій у рідинах до глобальних явищ в атмосфері.

Особливий інтерес представляє дослідження молекулярних лазерів з оптичним накачуванням як унікальних компактних джерел постійного терагерцового випромінювання. Ці лазери здатні перебудовуватись у всьому терагерцовому діапазоні з мінімальною шириною спектральної лінії (менше 10 кГц). В останні роки збільшився інтерес до таких пристроїв завдяки їхньому потенціалу як джерела накачування для квантово-каскадних лазерів середнього ІЧ-діапазону з можливістю безперервного налаштування частоти. Дослідження були зосереджені на створенні компактних газофазних молекулярних лазерів, здатних ефективно випромінювати в терагерцовому діапазоні. Особливу увагу приділяють метилфториду (CH_3F), який виділяється як перспективне робоче середовище для лазерів даного типу. Він забезпечує безперервну генерацію з дискретними переходами частот від 0,25 до 1,3 ТГц. Крім того, вивчено високоефективні квантово-каскадні терагерцеві лазери з робочою температурою до 250 К, що відкриває нові

перспективи для портативних технологій, включаючи медичну діагностику та системи забезпечення безпеки.

Метою дипломної роботи є вивчення фізичних особливостей лінійно поляризованих вихрових лазерних пучків терагерцового діапазону у різних зонах дифракції при значеннях топологічного заряду від 0 до 2.

РОЗДІЛ 1. Аналітичний літературний огляд

У роботі [1] представлено ідеальні вихрові пучки з дробовим топологічним зарядом $l + 0.5$, які є особливими розв'язками хвильового рівняння та здатні поширюватися стабільно, дотримуючись тих самих фізичних законів, що й пучки топологічним зарядом яких є ціле число. Такі ідеальні дробові вихрові пучки було сформовано у вільному просторі, що відкриває нові можливості для розуміння властивостей традиційних дробових вихрових пучків і може сприяти розвитку оптичного зв'язку, квантового зондування та оптичної візуалізації.

В ідеальних вихрових променях (ВП) (Vortex Beam) (Рис. 1.1) вихровий промінь з топологічним зарядом l генерується у фіолетовій області, а ідеальні ВП можна отримати у жовтій області. P_1 та P_2 представляють поляризацію та фазу відповідно. Вихровий промінь перетворюється на промінь Бесселя-Гуса після проходження через аксикон. В обмеженому діапазоні ідеальні ВП отримуються за допомогою перетворення Фур'є лінзи (жовта область).

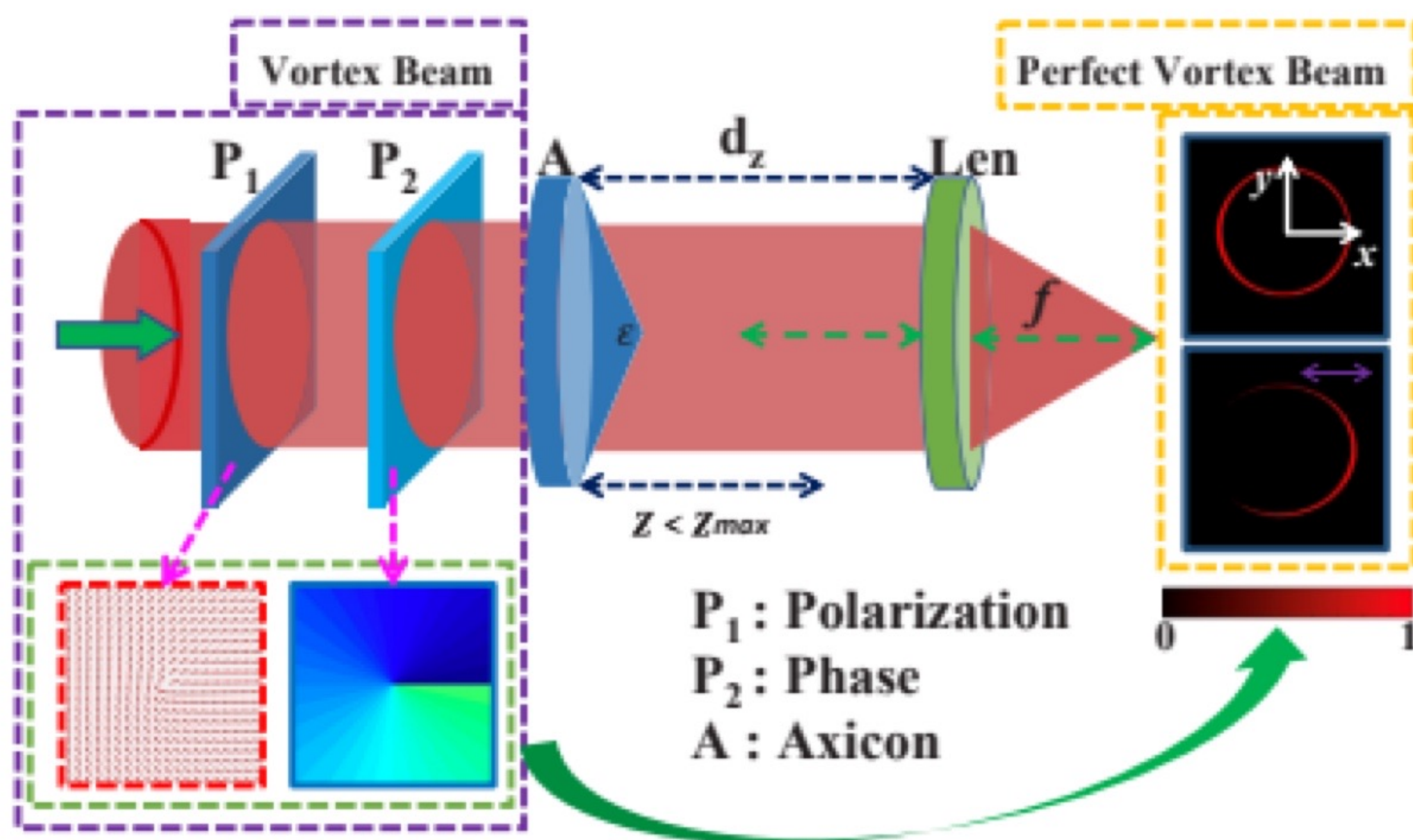
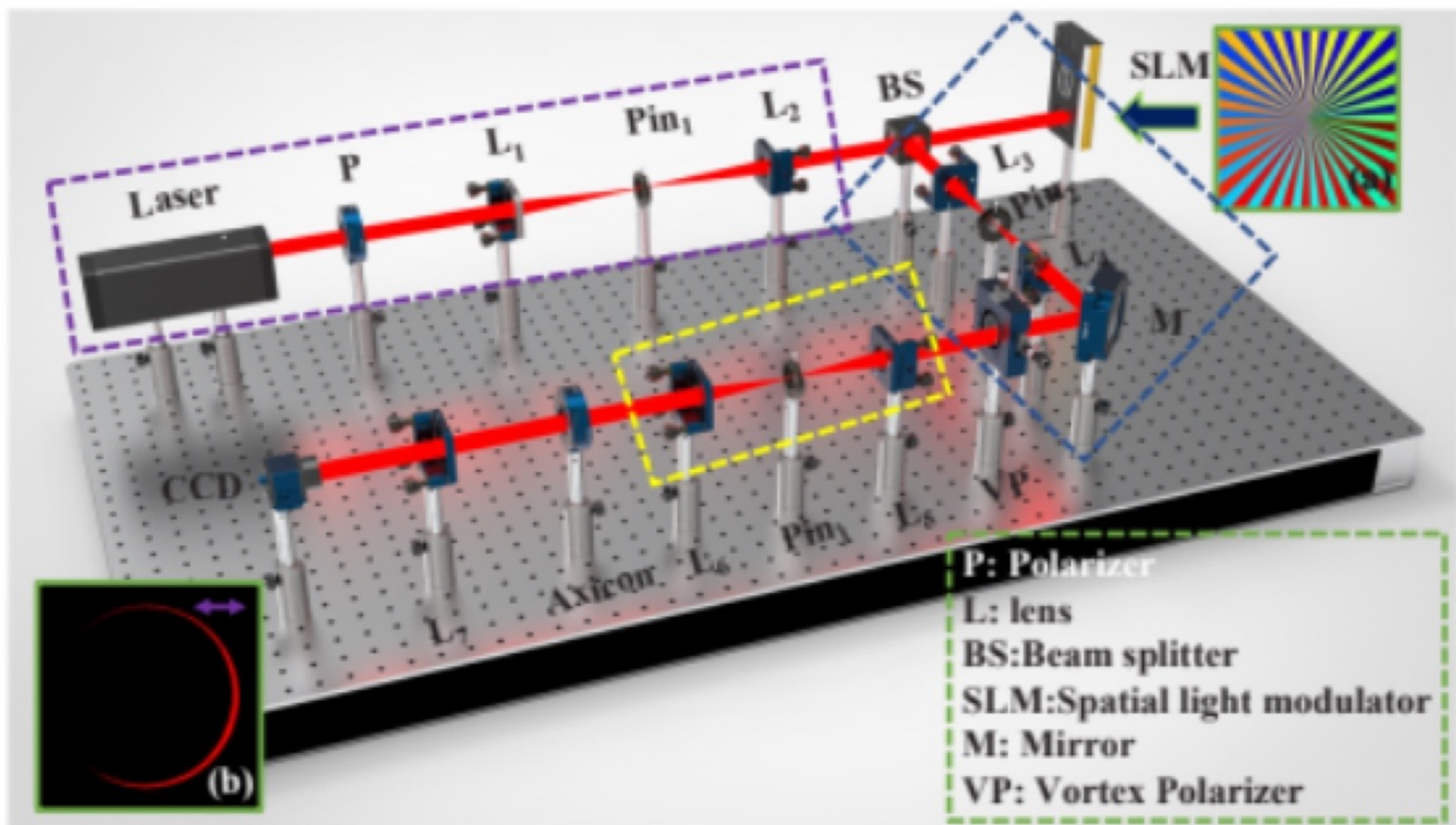


Рис. 1.1 Схема типової оптичної системи для генерації ідеальних ВП

Експериментальна установка (Рис. 1.2) складається з Поляризатора (P), лінз (L), розділювача променів (BS), просторово-світлового модулятора

(SLM), дзеркала (M) та вихрового поляризатора (VP), що, у свою чергу, формується в три оптичні системи: систему паралельного створення світла



(фіолетова область), фазового керування (синя область) та фільтра (жовта область).

Рис. 1.2 Експериментальна установка для генерації дробових ідеальних вихрових променів.

Паралельно падаючий лінійно поляризований промінь x з довжиною хвилі 780 нм може бути перетворений на вектор вихрового променя порядку $m = 30$ за допомогою вихрового поляризатора. Фазовий SLM спряжений з VP з L_3 ($f = 150$ мм) та L_4 ($f = 150$ мм). Ми можемо отримати фазу та поляризацію за допомогою системи фільтрів, що складається з L_5 ($f = 150$ мм) та L_6 ($f = 150$ мм). Дробово ідеальні вихрові промені можуть бути створені аксиконусом (кут основи 2°) та L_7 ($f = 200$ мм) після поляризованого просторового модулятора світла, буде записаний за допомогою CCD (укр. пристрій зарядного зв'язку). На рис. 1.2 (a) позначає фазу для лише фазового SLM та (b) експеримент для дробових ідеальних ВП.

Результатом експерименту є розуміння того, що дробові та ідеальні ВП з цілим числом, підпорядковуються одному й тому ж фізичному закону. Таким чином, це дослідження продемонструвало, що на основі теорії та

експериментів можна створити дробовий ідеальний вихровий пучок у вільному просторі. Амплітуда та вихрові фази з дробовими топологічними зарядами можуть підтримуватися стабільними в процесі поширення. Очікується, що ці нові дробові ідеальні вихрові пучки порушать розуміння традиційних ідеальних пучків та сприятимуть застосуванню спіну пучка та орбітального кутового моменту, а також застосуванню у фундаментальних науках, таких як електрика та магнетизм.

Робота [2] описує експериментальну реалізацію у вільному просторі на довгій дистанції оптичних вихрових променів, які настроюються у формі подібної до штифта (англ. pin-like optical vortex beams далі POVBs) та аналіз існування таких POVBs. Також було представлено порівняння експериментальних результатів (права сторона) та теоретичних (ліва сторона) для POVBs у вільному просторі з $\gamma = 1.5$, топологічним зарядом $l = -2$ та різними початковими амплітудами, розробленими для досягнення бажаної еволюції пікової інтенсивності. У лівому стовпці показано нормалізовані поздовжні розподіли інтенсивності POVB, пікова інтенсивність яких вздовж напрямку поширення відповідає (a1) гіперболічній січній, (b1) плоскій вершині та (c1) синусоїдальній кривій, позначеній суцільною білою лінією на кожній панелі. У правому стовпці показано відповідні експериментальні результати. Для кращого порівняння експериментальні зміни пікової інтенсивності (жовті точки), отримані з вимірювань на кожній відстані z , перекриваються з відповідними кривими з прогнозів (суцільні білі лінії).

Отже, вихрові пучки генеруються шляхом модуляції як амплітуди, так і фазового профілю вхідного лазерного пучка через просторову фазову структуру. POVBs спочатку демонструє еволюцію автофокусування та досягає максимальної інтенсивності, а потім демонструє переформування амплітудної картини у пучок високого порядку, подібний до Бесселя, ширина кільцевої головної частки та радіус порожнистої серцевини якого змінюються під час поширення. Відповідне проектування початкової амплітуди на основі теоретичного аналізу дозволяє контролювати пікову інтенсивність променя

разом з дальністю поширення. Ці спеціально розроблені промені можуть призвести до оптимальних оптичних сил для захоплення та маніпулювання наночастинкою, що тестується. Крім того, ця робота розширює розуміння генерації антидифракційних оптичних вихрових променів у вільному просторі та встановлює зв'язок між сингулярною оптикою та структурованим світлом, що може знайти застосування в різних галузях, таких як оптичний зв'язок та квантові інформаційні технології.

Дослідження [3] представляє новий вид ідеального оптичного вихрового променя, який називається ідеальними спіральними вихровими променями Матьє далі PHMV (perfect helical Mathieu vortex). Теоретичний підхід до формування променів PHMV поділено на два етапи: спершу здійснюється генерація спіральних променів Матьє (НМ) методом стаціонарної фази, після чого проводиться перетворення Фур'є променів НМ у промені PHMV. Відповідно, експериментальна система для генерації променів PHMV була побудована наступним чином: на основі методу комплексної амплітудної модуляції, промені НМ різного порядку та еліптичності були згенеровані за допомогою просторового модулятора світла амплітудного типу (SLM) та радіально-спіральної фазової маски. Далі ахроматична лінза перетворення Фур'є була освітлена за допомогою променів НМ, і промені PHMV були представлені на фокальній площині після лінзи перетворення Фур'є.

Порівняно з класичними променями ідеального оптичного вихру (POV), променями PHMV все ще зберігалася властивість радіуса кільця незалежно від значень топологічного заряду. Характер розподілу променями PHMV може контролюватися топологічними зарядами та еліптичними параметрами.

Теоретично було з'ясовано дві важливі оптичні властивості променями PHMV.

1) Променями PHMV є орбітальний кутовий момент (ОАМ) дробового порядку.

2) Комплексні амплітуди будь-яких двох променями RNMV з однаковим еліптичним параметром, але різними номерами порядку, є ортогональними одна одній.

Також експериментальні результати підтвердили, що запропонований метод може створювати своєрідний новий ідеальний вихор з двома фізичними ступенями свободи.

Такі результати прокладуть шлях для потенційного застосування RNMV в деяких наукових галузях, включаючи космічний оптичний зв'язок та системи оптичного захоплення та маніпулювання.

У статті [4] описано переваги двофотонної полімеризаційної літографії (англ. two-photon polymerization lithography далі TPL), які можуть потенційно дозволити виготовлення високочастотних терагерцових пристроїв, що за останні роки призвела до нових застосувань у сферах спектроскопії, візуалізації та комунікацій. Цей прогрес вимагає розробки спеціалізованої оптики для ефективного спрямування, контролю та маніпулювання терагерцовим випромінюванням. Технології 3D-друку продемонстрували великий потенціал, пропонуючи швидке прототипування, високу гнучкість проектування та хорошу відтворюваність.

У той час як традиційні методи 3D-друку дозволяють виготовляти терагерцові оптичні компоненти, що працюють на відносно низьких частотах ($<0,4$ ТГц) через їх обмежену роздільну здатність TPL демонструє високу роздільну здатність деталей та низьку шорсткість поверхні. Як прикладом цього може слугувати спіральні фазові пластини (англ. spiral phase plates далі SPP), що працюють на частоті 1 ТГц та виготовлені за допомогою TPL. Поточні обмеження цієї методики пов'язані головним чином з терагерцовими втратами в полімерах TPL

Останнім часом терагерцові оптичні компоненти, здатні генерувати та маніпулювати променями з орбітальним кутовим моментом (ОАМ), привертають велику увагу завдяки своєму потенційному застосуванню в різних галузях, таких як високошвидкісний терагерцовий зв'язок, оптична

маніпуляція хіральною речовиною та прискорення електронів. TPL має необхідну просторову роздільну здатність для підготовки SPP для генерації пучків OAM у високочастотному терагерцовому діапазоні. Використання різних режимів OAM обіцяє розширення ємності передачі даних у майбутньому терагерцовому бездротовому зв'язку.

Робота [5] описує непараксіальну дифракцію у вільному просторі моди TM_{01} з радіальною поляризацією поля діелектричного хвильоводного резонатора терагерцового лазера під час його взаємодії зі спіральною фазовою пластиною з різним топологічним зарядом (n) та фізичні особливості отриманих вихрових променів під час їх поширення та чіткого фокусування, яке досліджується за допомогою числового моделювання.

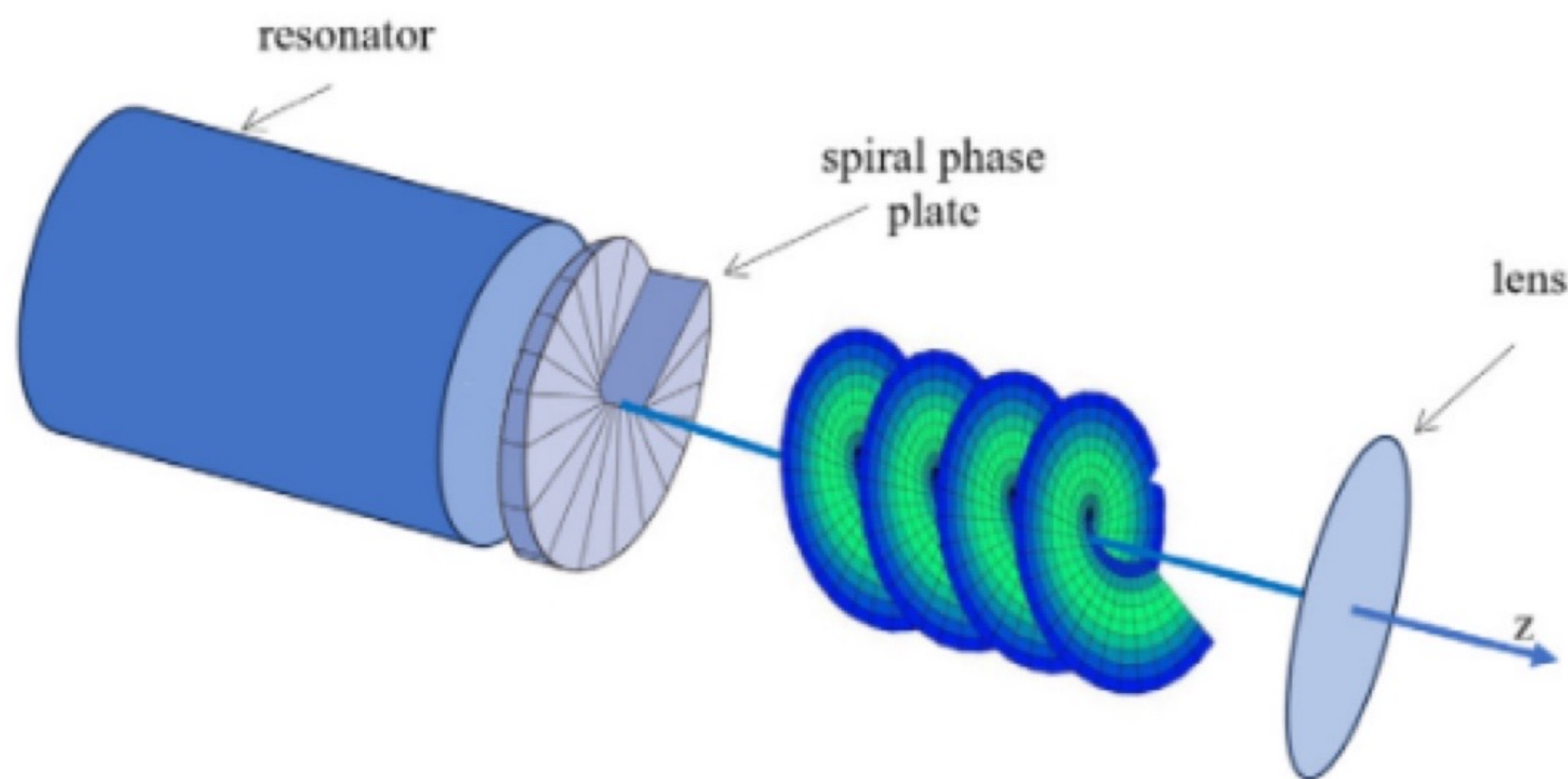


Рис. 1.3 Структура моделі

Проста схема (Рис 1.3) складається з резонатора (resonator), спірально фазової пластини (spatial phase plate) та лінзи (lens). У вільному просторі використання спіральної фазової пластини на виході хвильоводу з топологічним зарядом $n = 1$ призводить до зміни поперечного профілю променя від кільцевого до променя, що має максимум поля на осі, а потім при $n = 2$ знову до кільцевого.

Під час фокусування поперечний розподіл повної інтенсивності поля без спіральної фазової пластини має кільцеподібну структуру. У такому випадку на осі спостерігається невелика інтенсивність, зумовлена внеском поздовжньої компоненти поля. Поперечний профіль променя змінюється

подібно до його поширення при застосуванні фазової пластини. При цьому фазовий фронт переходить зі сферичного у спіральний з формуванням двох ($n = 1$) та чотирьох ($n = 2$) розгалужених вихорів.

За відсутності спіральної фазової пластини повна інтенсивність променя визначається лише радіальною (E_r) та поздовжньою (E_z) компонентами, тоді як у її присутності — всіма трьома складовими поля.

Дослідження [6] описує топологічні терагерцові метапристрої, які мають велике значення у фотонних технологіях, використовуючи особливі електронні властивості та квантові явища, властиві топологічним матеріалам. Вони забезпечують надійні хвилеводні можливості, що позиціонує їх як критично важливі компоненти для передачі даних на кристалах та фотонних інтегральних схем, особливо в рамках нових комунікаційних систем 6G.

Головна перевага полягає у можливості забезпечувати поширення хвиль із мінімальними втратами, водночас ефективно пригнічуючи зворотне розсіювання, що є ключовою умовою для роботи функціональних компонентів на високих частотах.

Прикладами вбудованих топологічних терагерцових метапристроїв є:

- Фотонний суперзв'язок у кремнієвих топологічних хвилеводах (Рис. 1.4 А)
- Вбудовані терагерцові хвилеводи з вільним конусом (Рис. 1.4 В)
- Терагерцова топологічна фотоніка для внутрішньочіпового зв'язку (Рис. 1.4 С)
- Орієнтирні самоподібні мультирезонансні пристрої з поступово змінюваними резонансними піками (Рис. 1.11 D)

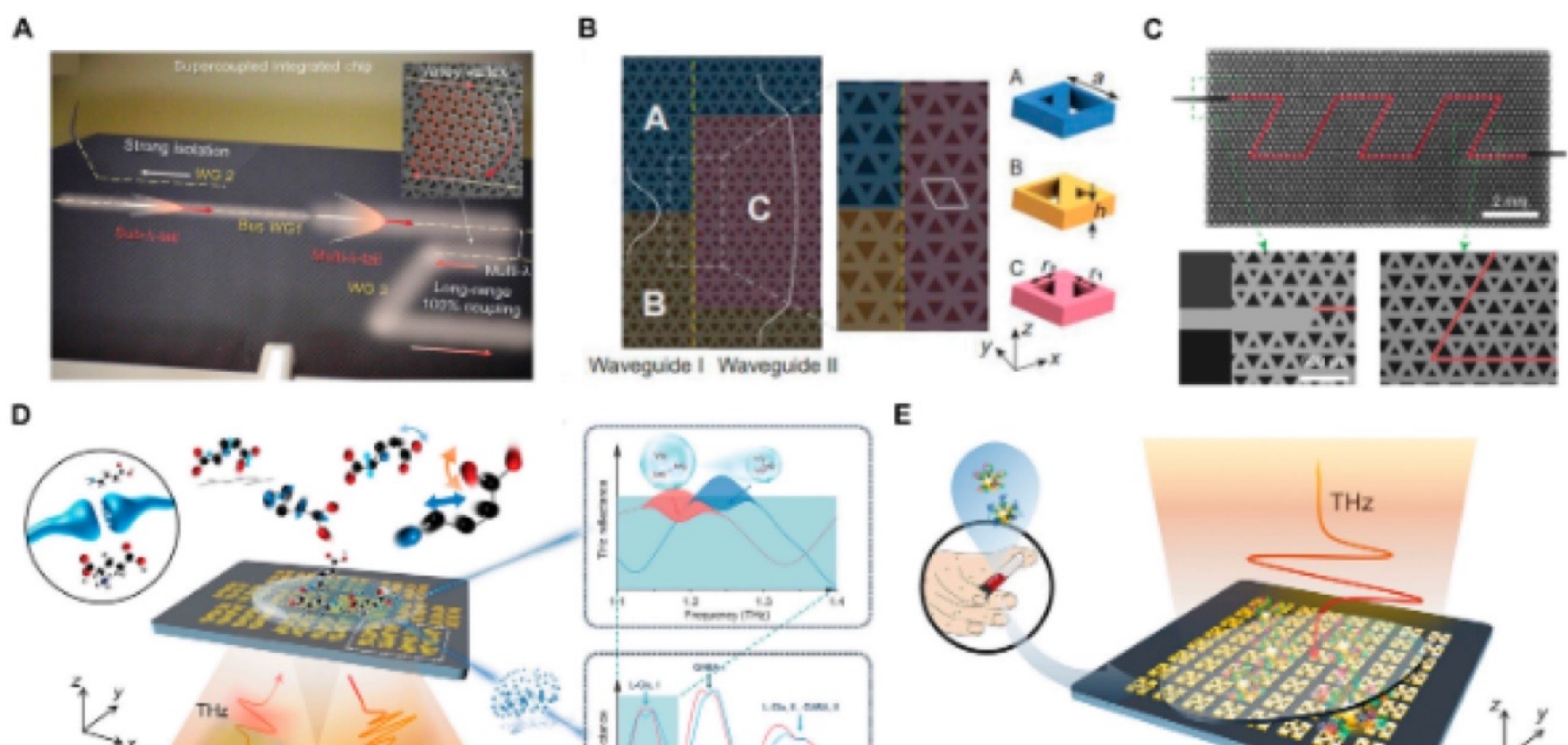


Рис 1.4 будовані топологічні терагерцові метапристрої

- Метасенсори на основі квазі-ВІС (Рис. 1.4 Е)
- Вбудовані топологічні терагерцові біосенсори (Рис. 1.11 F)
- Нелінійна генерація та топологічно налаштоване обмеження ТГц хвиль (Рис. 1.4 G)
- Вбудований активний суперзв'язаний топологічний резонатор (Рис. 1.4 Н)

До терагерцові топологічні метапристрої для застосувань у вільному просторі відноситься:

- 3D топологічний ізолятор Bi_2Te_3 (Рис1.5 А)
- Аномальне поширення хвиль у топологічному перехідному метадапристрої (Рис. 1.5 В)
- Генерація терагерцових міліватних гармонік (Рис. 1.5 С)
- Маніпуляція хвильовим фронтом зі спіновим роз'єднанням (Рис. 1.5 D)
- Спостереження субциклів струмів Дірака, зумовлених світловою хвилею (Рис. 1.5 Е)
- Конструкція топологічного лазера (Рис. 1.5 F)

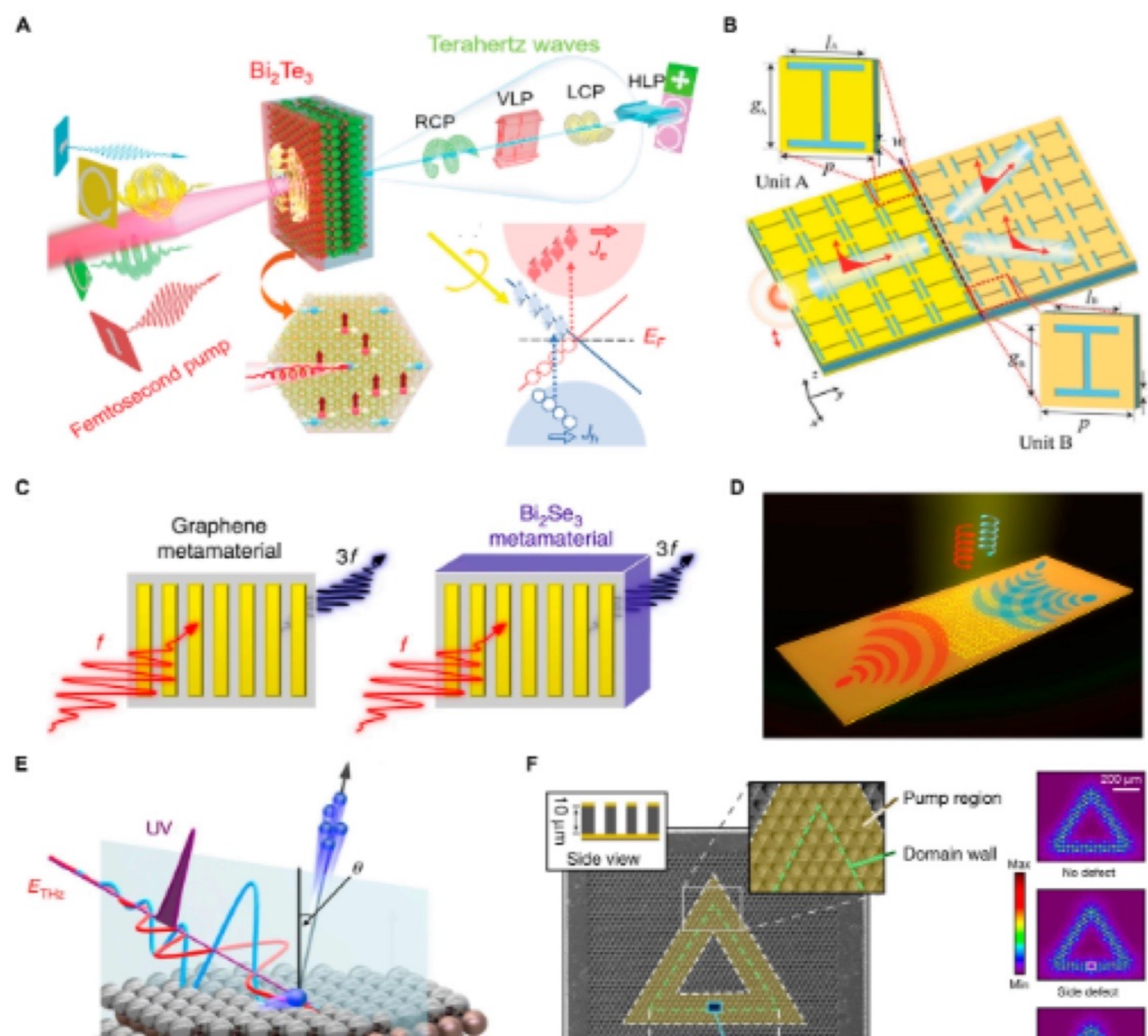


Рис 1.5 Терагерцові топологічні метапристрої для застосувань у вільному просторі.

Терагерцові метапристрої на базі рідких кристалів (LC):

- Фазово-градієнтна метаповерхня з перетворенням мод резонатора, покращеним рідкими кристалами (Рис. 1.13 А)
- Пропускаючі цифрові кодові метаповерхні на основі рідких кристалів (Рис 1.13 В)
- Інтегровані LC програмовані метаповерхні (Рис. 1.13 С)
- Перетворення вихрового векторного променя (Рис. 1.6 D)
- Індивідуально адресований пропускаючий метапристрій (Рис. 1.6 Е)
- Гнучка маніпуляція, що забезпечується анізотропними рідкокристалічними зв'язаними хіральними метаповерхнями (Рис. 1.6 F)
- Діелектрично-рідкокристалічний-плазмонний метапристрій (Рис. 1.13 G)

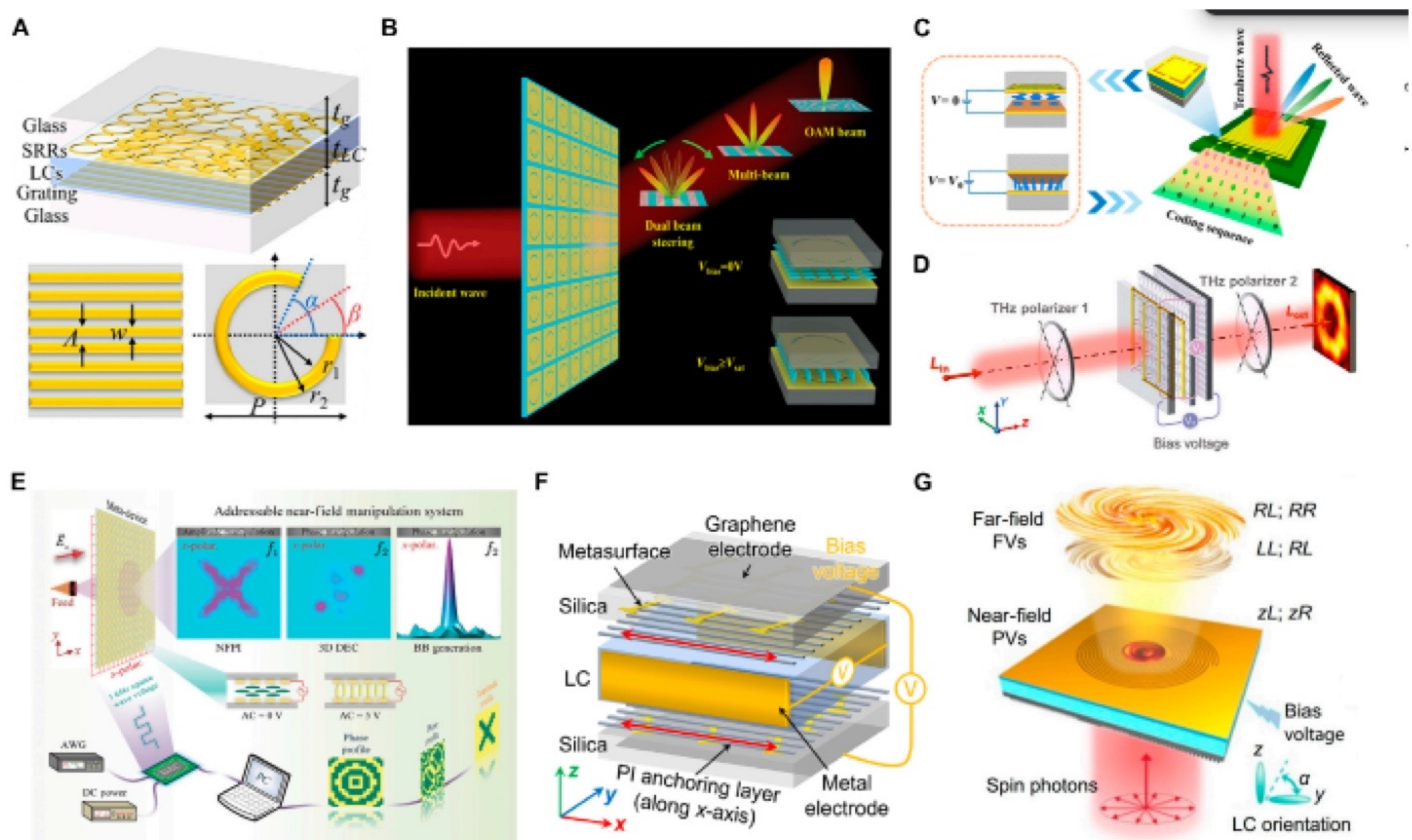


Рис. 1.6 Терагерцові метапристрої на базі рідких кристалів

Також були розглянуті реконфігуровані терагерцові метапристрої на основі плазми, матеріалів з фазовим переходом та ТГц реконфігуровані топологічні метапристрої.

Терагерцові топологічні метаповерхні демонструють ефективність та легкість інтеграції для маніпулювання ТГц хвилями. Водночас традиційні топологічні метапристрої залишаються по суті статичними, оскільки не мають можливості структурної чи електромагнітної реконфігурації, що обмежує їх масштабованість. Додавання механізмів налаштування до конструкції таких пристроїв долає цю перешкоду, забезпечуючи динамічне програмування, зниження втрат і підвищення надійності.

Попри досягнутий прогрес, реконфігуровані топологічні ТГц метапристрої досі стикаються з низкою технічних викликів, що потребують подолання. Подальші дослідження зосереджуватимуться на двох взаємодоповнюючих напрямках: по-перше, створенні нових матеріалів із покращеною динамікою перемикання та оптимізованими спектральними характеристиками для підвищення ефективності реконфігурації ТГц-частот при мінімізації енергетичних втрат; по-друге, автономній оптимізації архітектур пристроїв та адаптивному керуванні параметрами модуляції сигналу через інтеграцію алгоритмів машинного навчання.

Крім того, створення нової передової терагерцової реконфігурованої топологічної платформи потребує узгодженого прогресу як у сфері матеріальних інновацій, так і у вдосконаленні виробничих процесів. Особливу роль у цьому відіграє технологія нанофабрикації, адже саме вона є ключовою для реалізації складних геометрій, необхідних для ефективного керування електромагнітними хвилями.

Стаття [7] демонструє які є останні досягнення в генерації терагерцових вихрових пучків та їх застосування. Способи генерації терагерцових вихрових пучків поділяються на терагерцову модуляцію

хвильового фронту за допомогою спеціальних пристроїв та пряме збудження спіральності терагерцових вихрових пучків.

Перший варіант подібний до пристроїв для обробки хвильового фронту в оптичному та інфрачервоному (ІЧ) діапазонах, але з використанням відповідних терагерцових матеріалів. Обмеженням цього методу є відсутність відповідних та бажаних матеріалів для терагерцових хвиль, а пристрої страждають від відносно вузької смуги пропускання для терагерцових вихрових променів.

Другий варіант був нещодавно розроблений у терагерцовому режимі, і деякі фізичні механізми його роботи досі не мають достатнього пояснення, що водночас створює як труднощі, так і нові можливості для генерації терагерцового вихрового пучка. Також він може працювати з відносно високою потужністю лазера накачування з широкою смугою пропускання, незважаючи на відносно низьку ефективність перетворення.

Терагерцові вихрові пучки мають потенціал для відкриття дверей до безлічі практичних застосувань у багатьох галузях. Потенційними застосуваннями можуть бути такі як бездротовий зв'язок у терагерцах, терагерцове зображення з надвисокою роздільною здатністю, маніпулювання хіральними речовинами, прискорення електронних згустків та виявлення астрофізичних джерел.

Робота [8] розглядає існуючі підходи до формування та генерації вихрових та векторних променів у терагерцовому діапазоні частот. Особлива увага приділяється можливості формування однорідного топологічного заряду в надширокому спектральному діапазоні, властивому ультракоротким терагерцовим імпульсам. Дослідження описує матеріали, методи та рішення для геометричного фазового та променевого формування, а також керування поляризацією в терагерцовому діапазоні частот. Були окреслені основні схеми ахроматичного вихрового та векторного формування променя та зібрані доступні підходи для розробки двопромених компонентів. Також було класифіковано, описано та охарактеризовано більшість існуючих

методів формування променя та обговорено можливість створення нових установок та схем для цих цілей. Оглянуто та порівняно матеріали та методи, з особливим акцентом на їх широкопasmову роботу, для застосування в імпульсному терагерцовому формуванні променя.

Використання шаруватої структури дає змогу створювати матеріали з широким робочим спектральним діапазоном, у якому різниця між граничними частотами може перевищувати десятикратну. Проте збільшення кількості шарів зумовлює зниження інтегрального пропускання та підвищення вартості виробу. До того ж починають суттєво впливати інші експериментальні чинники, такі як нехтування товщиною шарів, ефект Фабрі–Перо між ними або значні відмінності довжин хвиль у межах заданого спектрального діапазону, які майже не проявляються за невеликої кількості шарів. Шаруваті кристалічні хвильові пластини є перспективними для виготовлення високоефективних ретардерів. Найбільш розробленим є процес проектування багат шарової ахроматичної структури для випадку використання природних двопромених середовищ.

Необхідність використання прецизійного полірувального та складального обладнання, що супроводжується належним контролем, виступає фактором, що збільшує вартість виробництва.

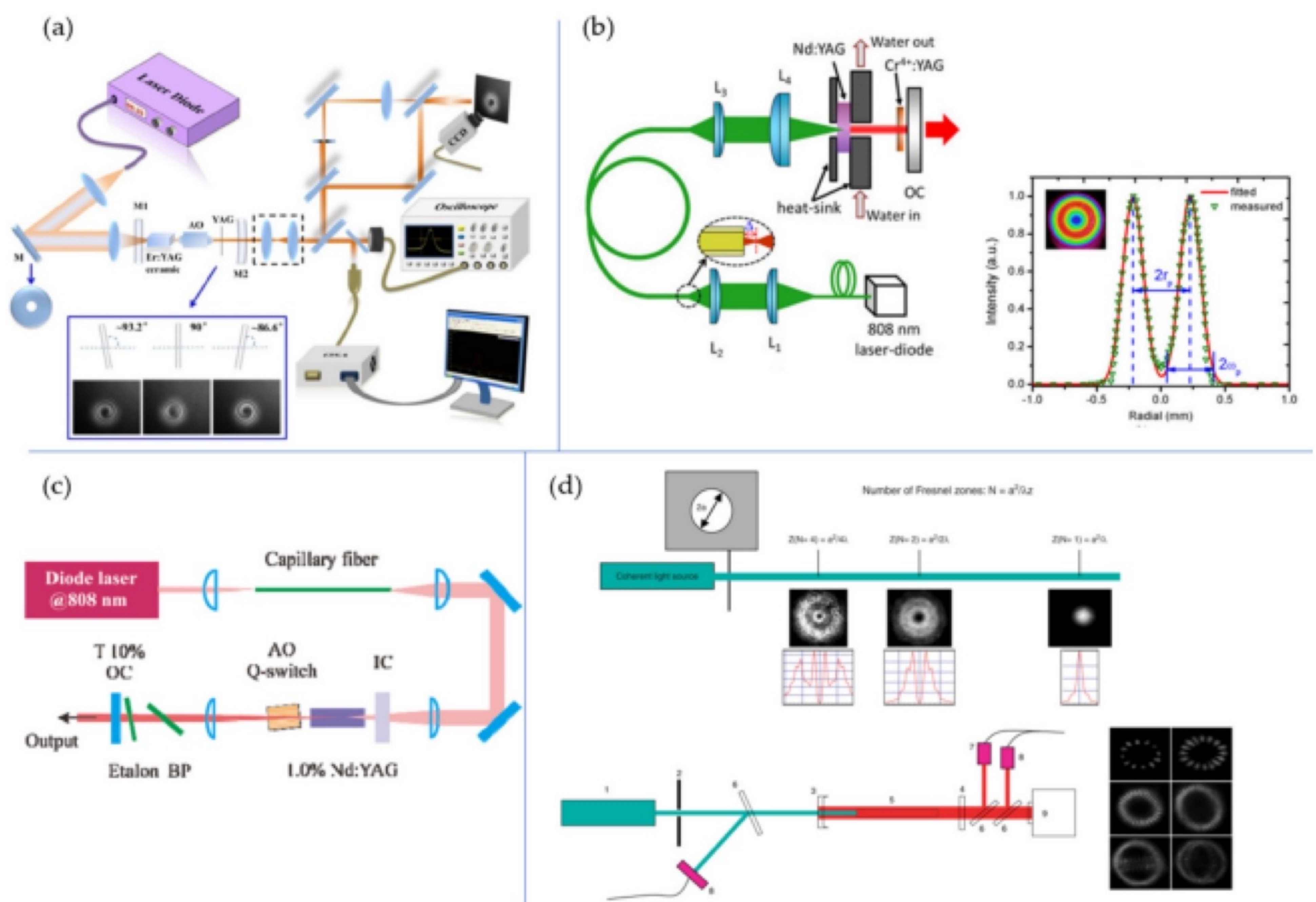
Рідкі кристали та метаматеріали вважаються найбільш перспективними елементами структур з огляду на їхню здатність забезпечувати перемикання в різних терагерцових діапазонах. Запропоновано рішення для режимів роботи як на відбиття, так і на пропускання, а також для фазового перетворення та високоточної модуляції. Водночас наразі вони залишаються обмеженими у безперервному покритті терагерцового діапазону та потребують реконфігурації або перезапису комірок для збереження заданої фазової затримки на вибраній робочій частоті.

Пристрої на основі повного внутрішнього відбиття відрізняються від розглянутих матеріалів, оскільки в них задіяний зовсім інший фізичний принцип. У поєднанні з дешевим 3D-друком це дозволить створювати

хвильові пластини та елементи на їх основі в певному діапазоні частот. Поряд з цим, елементи повного внутрішнього відбиття, виготовлені з кремнію та пластикових матеріалів, розширюють робочий діапазон сповільнювачів.

Дослідження [9] структурує які є досягнення в галузі твердотільних вихрових лазерів. Твердотільні вихрові лазери можуть безпосередньо генерувати вихрові промені та демонструють такі переваги, як компактна структура, висока надійність, легка інтеграція та низька вартість. підсумовано підходи до генерації вихрових променів у резонаторі твердотільних лазерів. Коротко представлено фундаментальні принципи та властивості вихрових променів.

Прикладами вихрових лазерів з кільцевим накачуванням є тими де кільцевий промінь накачування генерується через порожнисте дзеркало (рис. 1.7 А), багатомодове волокно, поєднане з характеристикою дефокусування



(рис. 1.7 В), капілярне волокно (рис. 1.7. С), дифракційний оптичний пристрій (рис. 1.7 D).

Рис. 1.7 Вихрові лазери з кільцевим накачуванням

Було розглянуто нещодавній прогрес, у роботі над безпечним для очей вихровим лазером, який використовує Q-пластини та чвертьхвильові пластини для генерації векторного вихрового променя.

Здатність генерувати вихрові промені з вигідними характеристиками має велике значення для їх передових застосувань.

Також продемонстровано проблеми, пов'язані з генерацією всередині резонатора, зокрема: нерівномірний розподіл інтенсивності кільцевого пучка накачування, що потребує подальшого вдосконалення на наступних етапах, а також те, що ефект теплової лінзи є ефективним лише для середовищ лазерного підсилення з вираженим тепловим ефектом і може легко призводити до нестабільного виходу та насичення вихідної потужності. Крім того, сучасні вихідні промені вихрових лазерів все ще мають очевидні недоліки, такі як низька ефективність перетворення, низька вихідна потужність та низький порядок орбітального кутового моменту.

У роботі [10] представлено конструкцію, виготовлення та дифракційні властивості фокусувальних характеристик аксіальних лінійно-фокусованих спіральних зонних пластин (ALFSZP), які використовуються для роботи на оптичних довжинах хвиль.

Числові результати показали, що можна генерувати порожнисті промені, і що ALFSZP можна використовувати для роботи з кількома довжинами хвиль.

Також продемонстровано те, що результати узгоджуються з результатами моделювання. Було змодельовано фокусну глибину та поперечний переріз опромінення в різних положеннях ALFSZP.

Запропонований оптичний пристрій демонструє значний потенціал для різних застосувань, включаючи оптичні маніпуляції та літографію.

Стаття [11] описує пряму генерацію вихрового променя найнижчого порядку за допомогою дзеркала з точковим дефектом в ультрафіолетовому діапазоні.

Для отримання таких променів використовується установка, яка складається з увігнутого з увігнутого дзеркала з радіусом кривизни 5м яке можна замінити, вікна Брюстера, випускною трубою довжиною 1,3м, вихідного дзеркала та фільтра по довжині хвилі 325/442 нм.

Отримані вихрові пучки були достатньо стабільними для практичних застосувань, таких як голографічна літографія.

Дифракційна решітка електронів з вужчою міжрядковою відстанню та вищою роздільною здатністю, може бути реалізована за допомогою виготовлення в субмікрометровому масштабі за допомогою голографічної літографії з розробленим джерелом ультрафіолетового вихру.

У цій роботі було підтверджено, що пряма генерація вихрового променя найнижчого порядку є ефективним методом в ультрафіолетовому діапазоні. У майбутньому заміна лазера на парах металів He-Cd, який є відносно великомасштабним джерелом світла, на напівпровідникові ультрафіолетові лазери із зовнішнім резонатором дозволить застосовувати цю техніку в широкому спектрі наукових та промислових застосувань.

РОЗДІЛ 2. Теоретична модель і методика розрахунку

Розповсюдження лазерного випромінювання у вільному просторі вздовж осі Z можна описати за допомогою відомих векторних інтегралів Релея-Зоммерфельда. У декартовій системі координат цей процес математично виражається наведеною формулою:

$$\begin{aligned} E_x(\vec{r}) &= -\frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma_0} E_x^0(\vec{r}_0) \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\exp \exp(ikR)}{R} \right] dx_0 dy_0 \\ E_y(\vec{r}) &= -\frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma_0} E_y^0(\vec{r}_0) \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\exp \exp(ikR)}{R} \right] dx_0 dy_0 \\ E_z(\vec{r}) &= -\frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma_0} \left\{ E_x^0(\vec{r}_0) \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\exp \exp(ikR)}{R} \right] + E_y^0(\vec{r}_0) \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\exp \exp(ikR)}{R} \right] \right\} dx_0 dy_0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Де $E_x^0(\vec{r}_0)$ та $E_y^0(\vec{r}_0)$ це комплексні компоненти вхідного електричного поля, Σ_0 – область в якій визначено вхідне поле, $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число, λ – довжина хвилі, $\vec{r}_0 = x_0 \vec{e}_{x_0} + y_0 \vec{e}_{y_0}$, (x_0, y_0) – декартові координати у площині джерела $\vec{r} = x \vec{e}_x + y \vec{e}_y + z \vec{e}_z$, (x, y, z) – декартові координати в області спостереження, $\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$ та $\vec{e}_z$ – одиничні вектори та $R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z^2}$.

За допомогою непараксіального наближення (вираз 2.1) можна здійснити розклад R за ступенями відношення r_0 до r . Залишаючи в розкладі члени аж до другого порядку включно, результат виглядає наступним чином:

$$R \cong r + \frac{x_0^2 + y_0^2 - 2xx_0 - 2yy_0}{2r}, \quad (2.2)$$

де $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.

Підставляючи вираз (2.2) у показники рівняння (2.1) і виконуючи заміну $R \cong r$ у знаменниках рівняння (2.1), отримуємо наближене представлення для далекого поля рівняння (2.1) у циліндричних координатах:

$$E_x(\rho, \beta, z) = -\frac{iz}{\lambda r^2} \exp \exp(ikr) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_x^0(\vec{r}_0) \exp \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp \exp\left(-ik \frac{\rho \rho_0 \cos \cos(\varphi - \beta)}{r}\right) d\varphi_0 d\rho_0, \quad (2.3a)$$

$$E_y(\rho, \beta, z) = -\frac{iz}{\lambda r^2} \exp \exp(ikr) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_y^0(\vec{r}_0) \exp \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp \exp\left(-ik \frac{\rho \rho_0 \cos \cos(\varphi - \beta)}{r}\right) d\varphi_0 d\rho_0, \quad (2.3b)$$

$$E_z(\rho, \beta, z) = \frac{i}{\lambda r^2} \exp(ikr) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[E_x^0(\vec{r}_0) (\rho \cos \cos \beta - \rho_0 \cos \cos \varphi) + E_y^0(\rho \sin \sin \beta - \rho_0 \sin \sin \varphi) \right] d\varphi_0 d\rho_0, \quad (2.3b)$$

Тут (ρ, β, z) – це координати точки, розташованої на площині спостереження, тоді як (ρ_0, φ) – координати точки в області, де вхідне поле є заданим,

$$r = \sqrt{\rho^2 + z^2}.$$

Моди (типи коливань) досліджуваного діелектричного хвильоводного резонатора відповідають модам кругового порожнистого діелектричного хвильоводу. У зв'язку з цим, випромінювання у початковій площині класифікується як симетричні лінійно поляризовані хвильоводна моди типу EH_{1m} .

У площині джерела ($z = 0$) віднормовані декартові компоненти електромагнітних полів для цих мод набувають такого вигляду:

$$EH_{1m} \text{ – моди: } \{E_x^0(\rho_0, \varphi) = 0, E_y^0(\rho_0, \varphi) = A_{1m} J_0\left(U_{1m} \frac{\rho_0}{a}\right), \quad (2.4)$$

тут a – радіус хвилеводу, $J_0(\bullet)$ – функція Бесселя першого роду нульового порядку, U_{1m} – корені рівняння $J_{n-1}(U_{nm}) = 0$ та $A_{1m} = \frac{1}{a\sqrt{\pi}J_1(U_{1m})}$ нормувальні коефіцієнти для EH_{1m} -мод.

Проаналізуємо взаємодію зазначених мод зі спіральною фазовою пластиною (СФП), яка містить певний топологічний заряд n . Розташуємо СФП на виході хвилеводу з отвором, радіус a якого відповідає радіусу пластини (див. рис. 2.1). У такому випадку комплексна функція передачі СФП діаметром $2a$ у полярних координатах буде описана наступним чином:

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

тут $\text{circ}(\bullet)$ – це кругова функція (Circular functions).

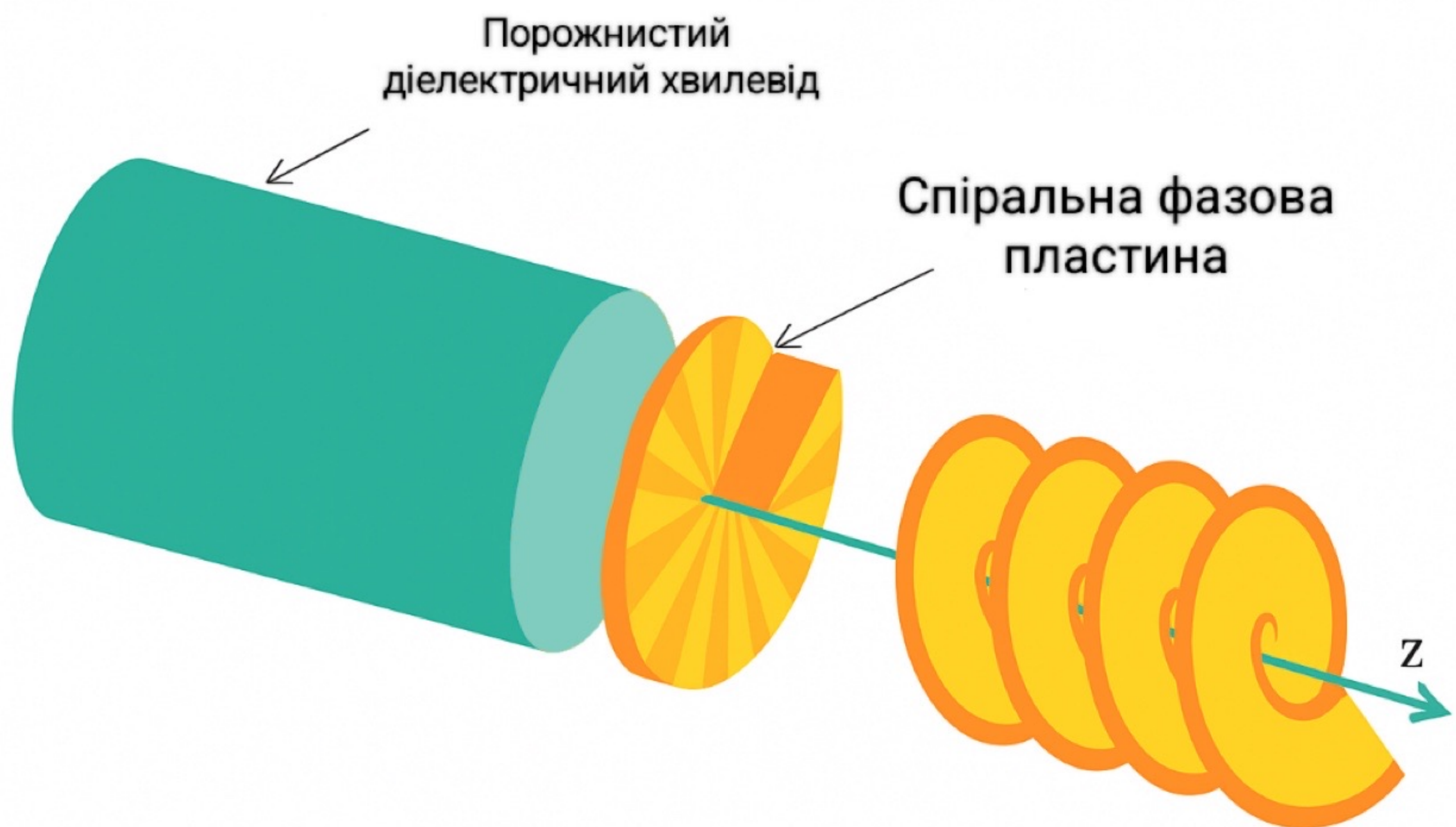


Рис. 2.1. Топологія розрахункової моделі

Для оптимізації наших обчислень процес інтегрування за кутом φ у формулі (2.3) слід виконувати з урахуванням відомих співвідношень, що застосовуються для цілих чисел при $m \geq 0$ [12]:

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

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

Формула Ейлера дозволяє записати:

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos \cos (\varphi - \beta)} e^{in\varphi} d\varphi = 2\pi e^{in\beta} (-i)^n J_n(x), \quad (2.6)$$

Застосовуючи формули Ейлера з урахуванням рівняння (2.6), приходимо до такого результату:

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos \cos (\varphi - \beta)} e^{in\varphi} \sin \sin m\varphi d\varphi = \frac{\pi}{i} \left[e^{i(n+m)\beta} (-i)^{n+m} J_{n+m}(x) - e^{i(n-m)\beta} (-i)^{n-m} J_{n-m}(x) \right], \quad (2.7a)$$

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos \cos (\varphi - \beta)} e^{in\varphi} \cos \cos m\varphi d\varphi = \pi \left[e^{i(n+m)\beta} (-i)^{n+m} J_{n+m}(x) + e^{i(n-m)\beta} (-i)^{n-m} J_{n-m}(x) \right]. \quad (2.7b)$$

Наприклад, для випадку коли $m = 1$ маємо:

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos \cos (\varphi - \beta)} e^{in\varphi} \sin \sin \varphi d\varphi = -\pi e^{in\beta} (-i)^n \left[e^{i\beta} J_{n+1}(x) + e^{-i\beta} J_{n-1}(x) \right], \quad (2.8a)$$

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos \cos (\varphi - \beta)} e^{in\varphi} \cos \cos \varphi d\varphi = \pi e^{in\beta} (-i)^{n+1} \left[e^{i\beta} J_{n+1}(x) - e^{-i\beta} J_{n-1}(x) \right]. \quad (2.8b)$$

Застосування рівняння (2.5) до рівняння (2.3), а також використання співвідношень (2.6) і (2.7) дозволяє отримати формули, що описують компоненти електромагнітного поля для випадку непараксiальної дифракції

моди EH_{1m} на сферичній фазовій пластині з топологічним зарядом n у вакуумі:

$$E_x(\rho, \beta, z) = 0, \quad (2.9a)$$

$$E_y(\rho, \beta, z) = \frac{(-i)^{n+1}kz}{r^2} \exp[i(n\beta + kr)] A_{11} G1_{0n}(\rho, z), \quad (2.9б)$$

$$E_z(\rho, \beta, z) = \frac{(-i)^{n+1}k}{2r^2} \exp[i(n\beta + kr)] A_{11} \left\{ 2\rho \sin \beta G1_{0n}(\rho, z) + \exp(i\beta) H1_{0n+1}(\rho, z) \right\}, \quad (2.9в)$$

тут

$$G1_{0n}(\rho, z) = \int_0^a J_0\left(U_{11} \frac{r}{a}\right) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) J_n\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) \rho_0 d\rho_0,$$

$$H1_{0n}(\rho, z) = \int_0^a J_0\left(U_{11} \frac{r}{a}\right) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) J_n\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) \rho_0^2 d\rho_0.$$

Дані вирази характеризують поведінку поля в кореляції з параметрами дифракції, зберігаючи фізичну точність і враховуючи вплив топологічної особливості заряду на структуру поля в навколишньому просторі.

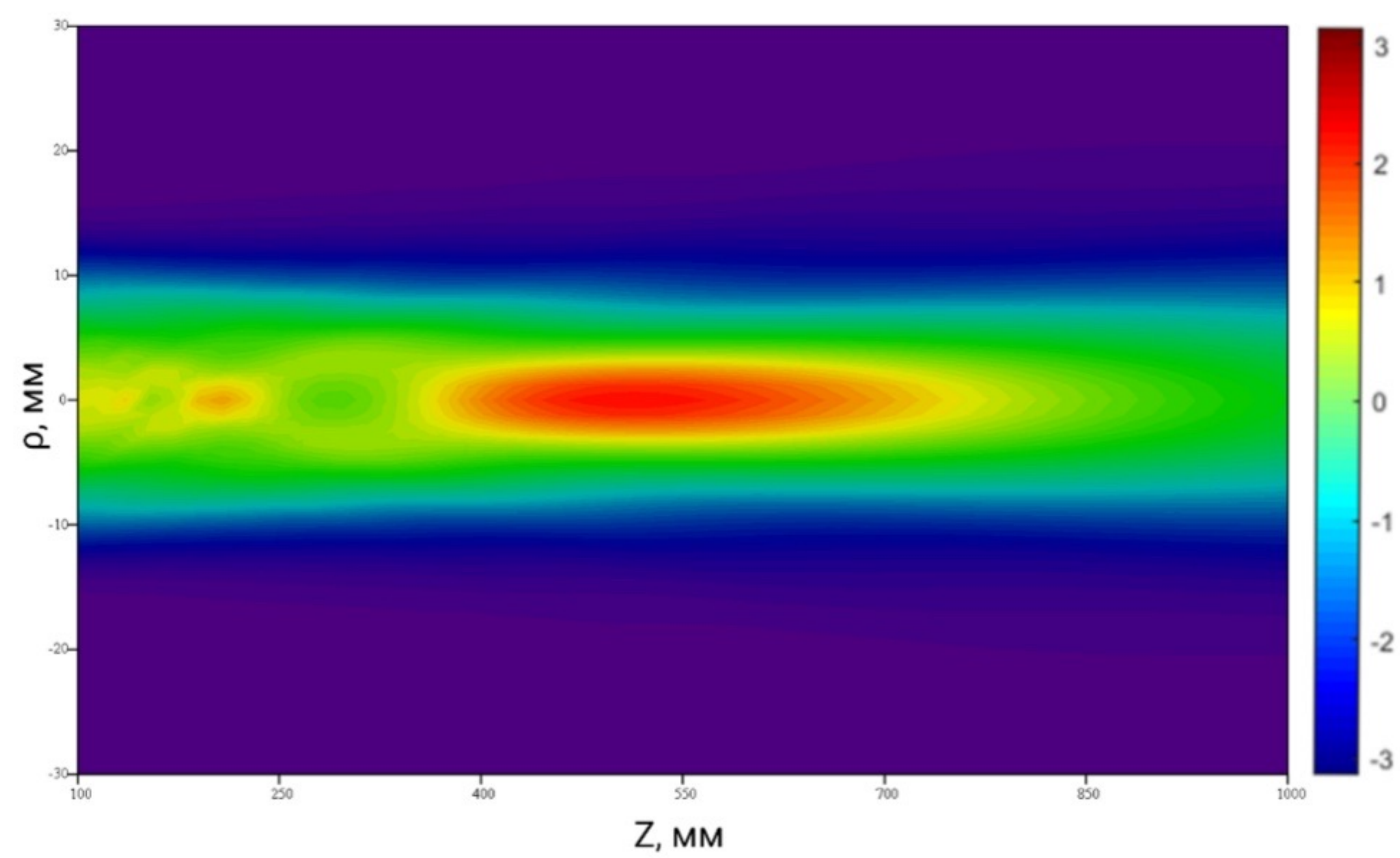
РОЗДІЛ 3. Результати розрахунків та обговорення

Використовуючи отримані вирази було проведено розрахунок поздовжнього розподілу інтенсивності поля, а також поперечних розподілів інтенсивності та фази поля лазерних пучків випромінювання, що збуджуються симетричними лінійно поляризованими модами EH_{11} , EH_{12} та EH_{13} у вільному просторі у зоні Френеля та у дальній зоні дифракції. Довжина хвилі випромінювання була обрана в середній частині терагерцевого діапазону

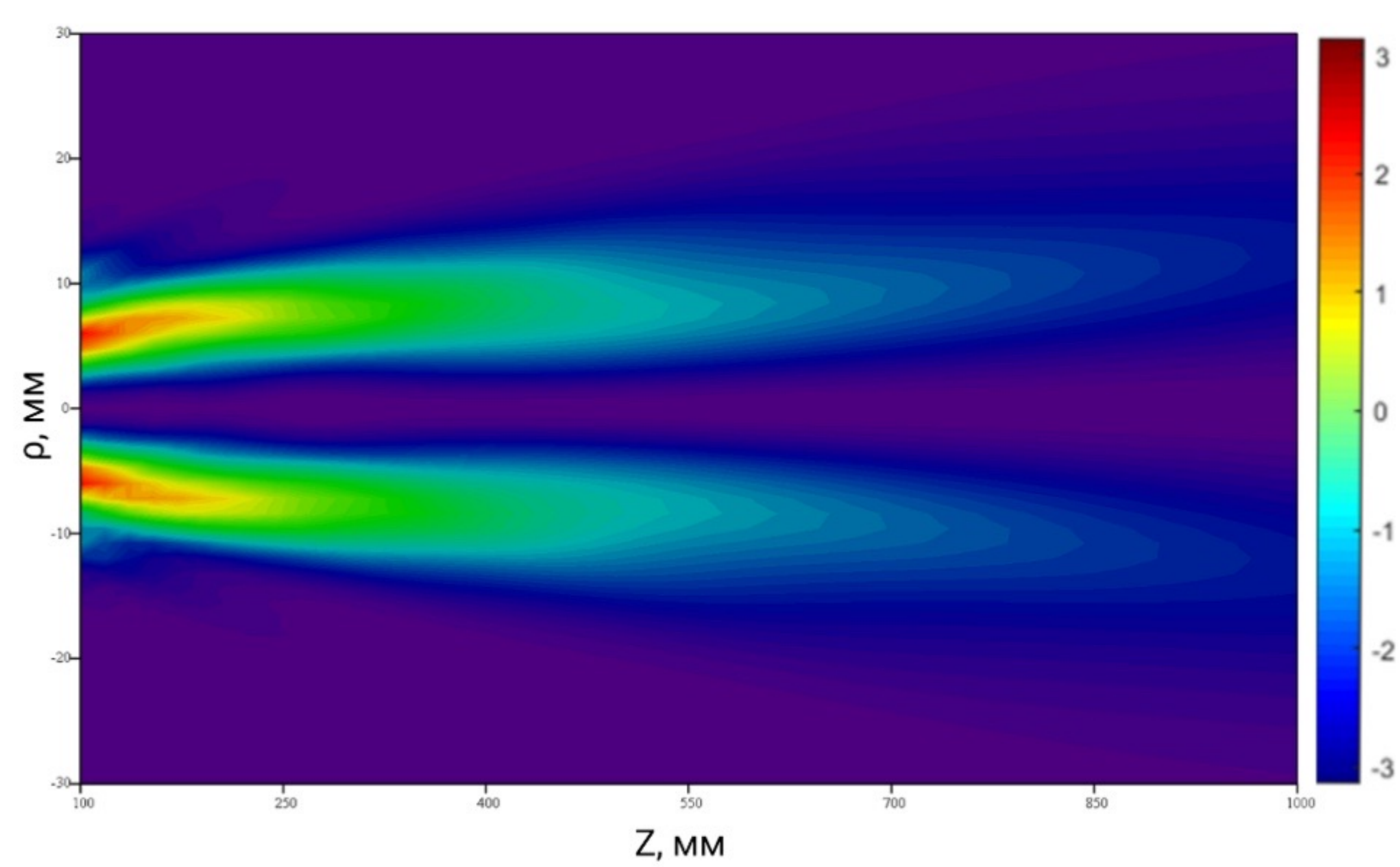
$\lambda = 432,6$ мкм (лінія генерації лазера з оптичним накачуванням на молекулі НСООН). Діаметр хвилеводу обраний рівним $2a = 35$ мм. Спіральна фазова пластина з апертурою однакового діаметра розміщувалася на виході хвилеводу. При цьому її топологічний заряд n змінювався від нуля до двох.

На Рис. 3.1 – 3.3 показані результати чисельного моделювання поздовжнього розподілу інтенсивності полів мод в зоні Френеля ($z = 100 - 1000$ мм) та приклад поперечного розподілу інтенсивності поля мод EH_{11} , EH_{12} та EH_{13} у цій зоні дифракції для $z = 708$ мм у разі $n = 0, 1, 2$ (Рис. 3.4 – 3.6). Як бачимо максимум розподілу поздовжньої інтенсивності даної моди спостерігається при $z = 500$ мм.

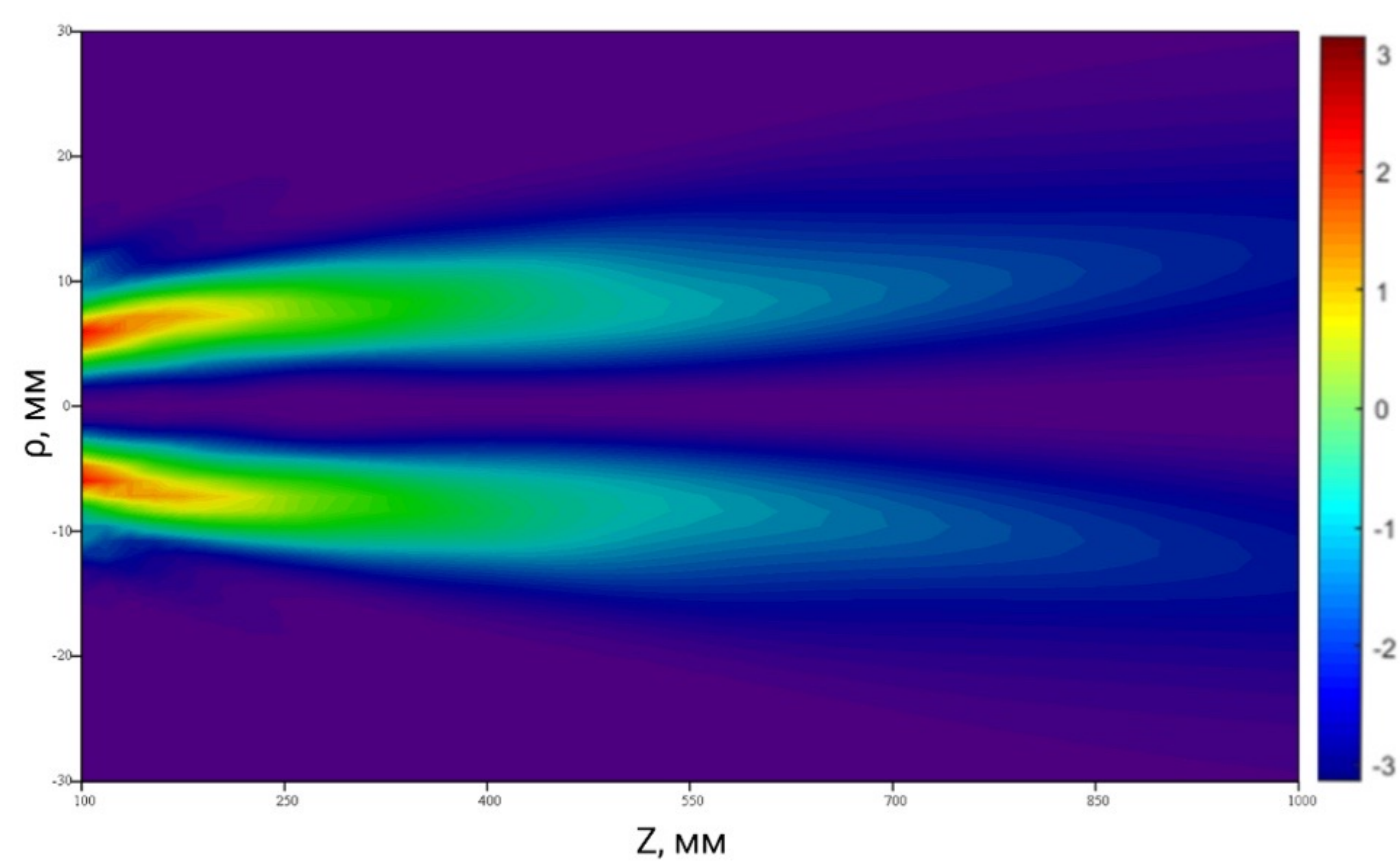
Поперечний профіль поля має відому гауссоподібну форму для моди EH_{11} , і майже гауссоподібну форму для мод EH_{12} та EH_{13} . Установка СФП на виході хвилеводу з відмінним від нуля топологічним зарядом призводить у зоні Френеля до зміни профілю пучка на кільцевій (Рис. 3.2 – 3.3).



(a)

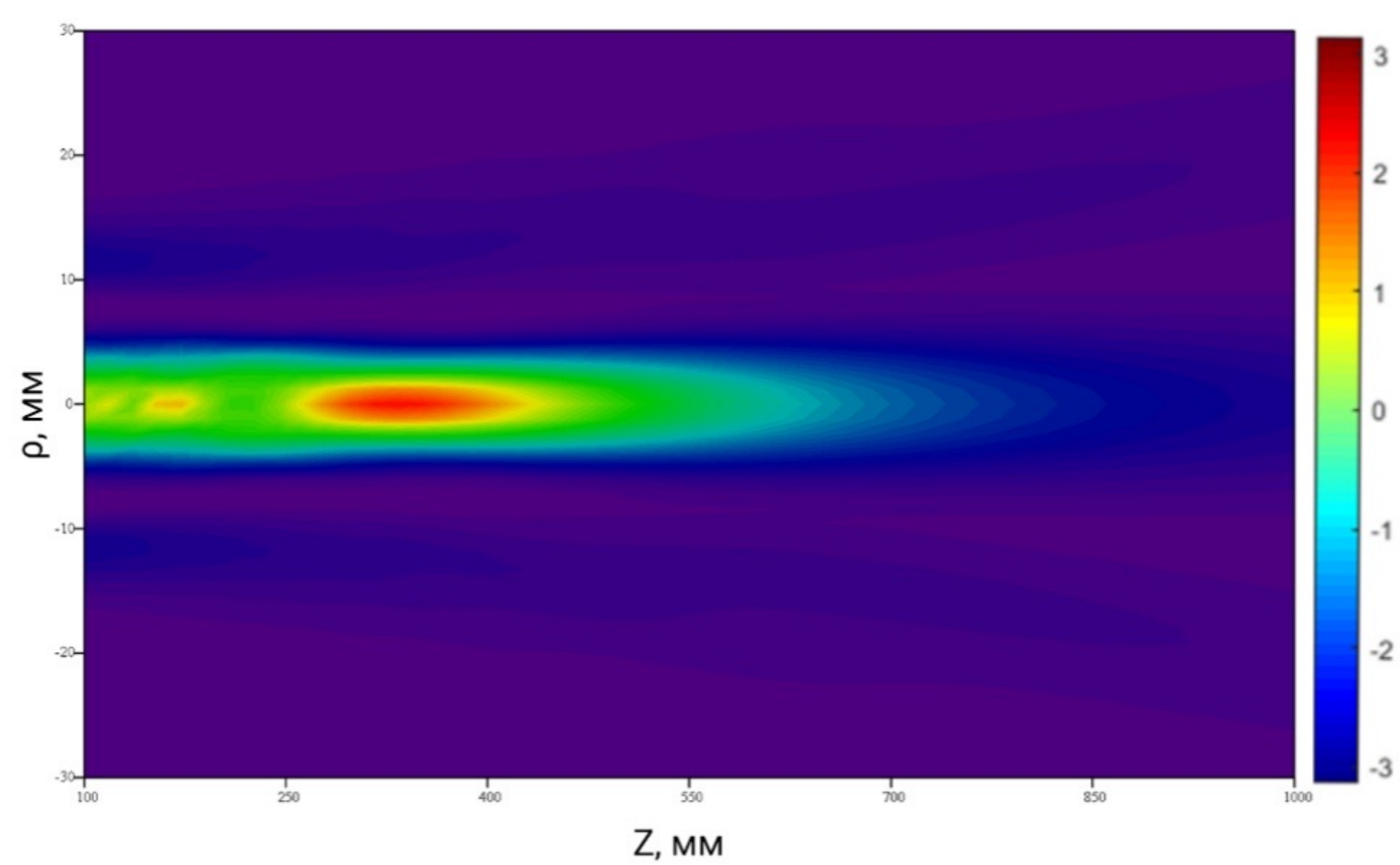


(б)

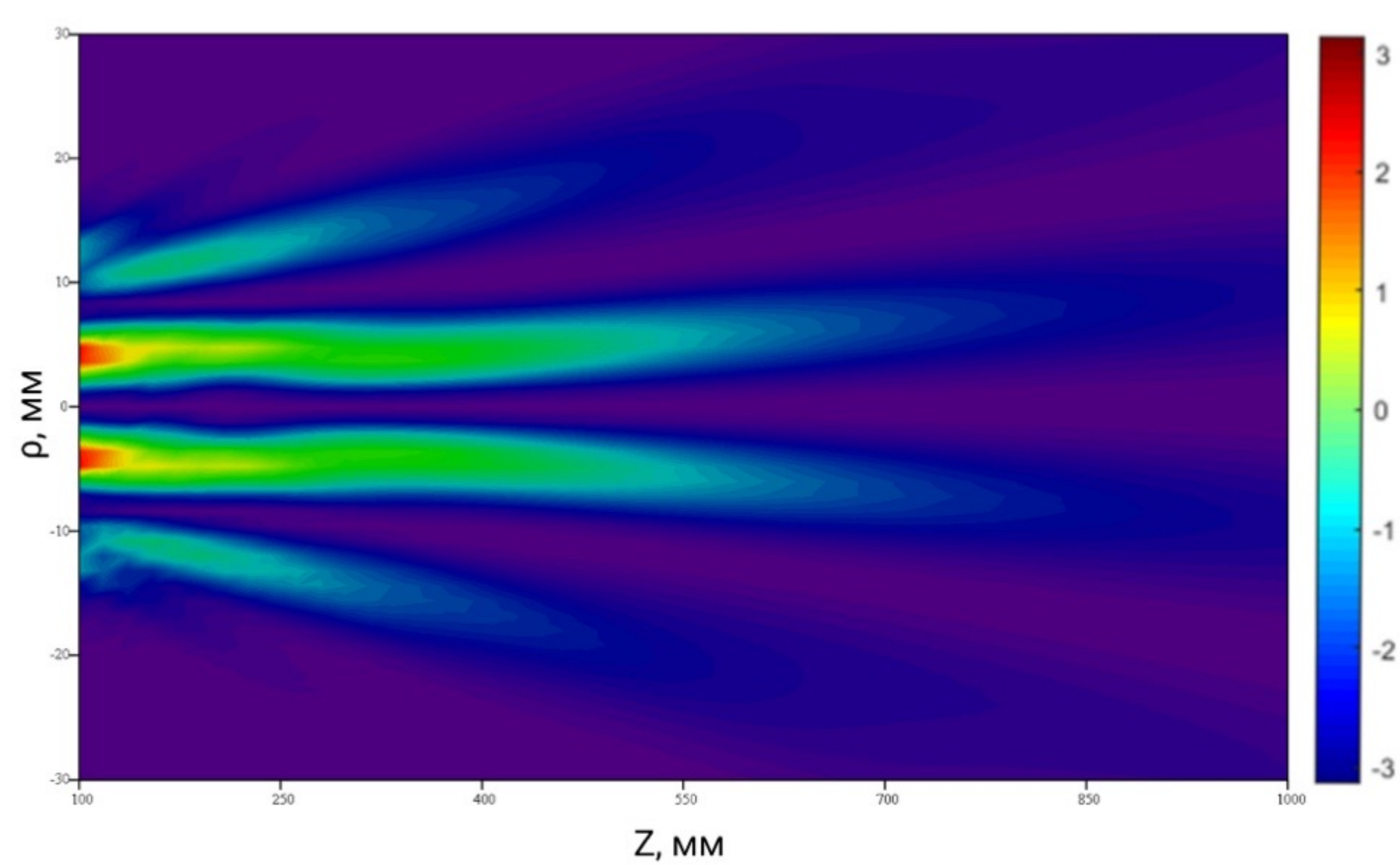


(в)

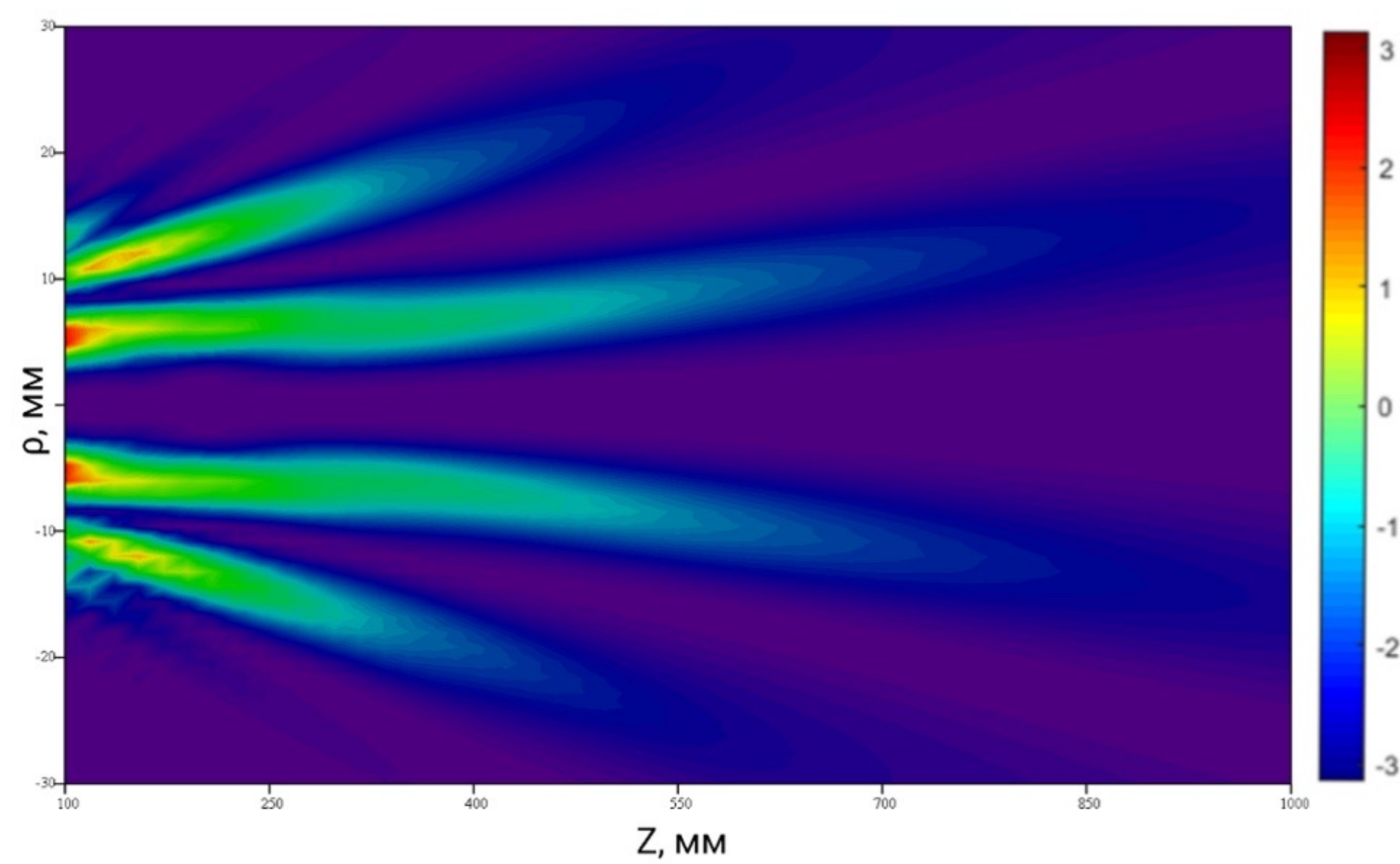
Рис. 3.1. Розподіл поздовжньої інтенсивності EH_{11} моди при $n = 0$ (а), $n = 1$ (б), $n = 2$ (в) в зоні Френеля



(a)

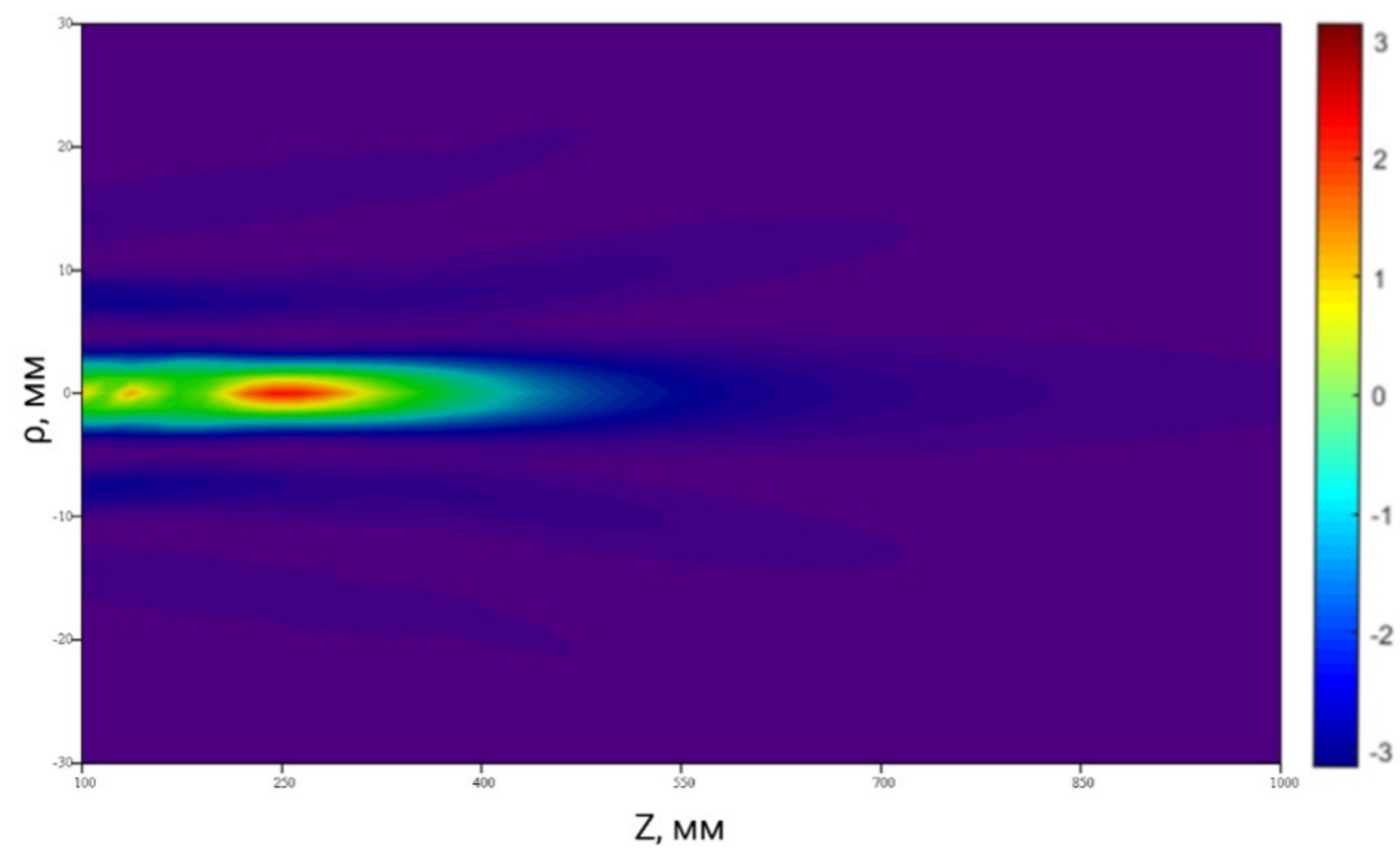


(б)

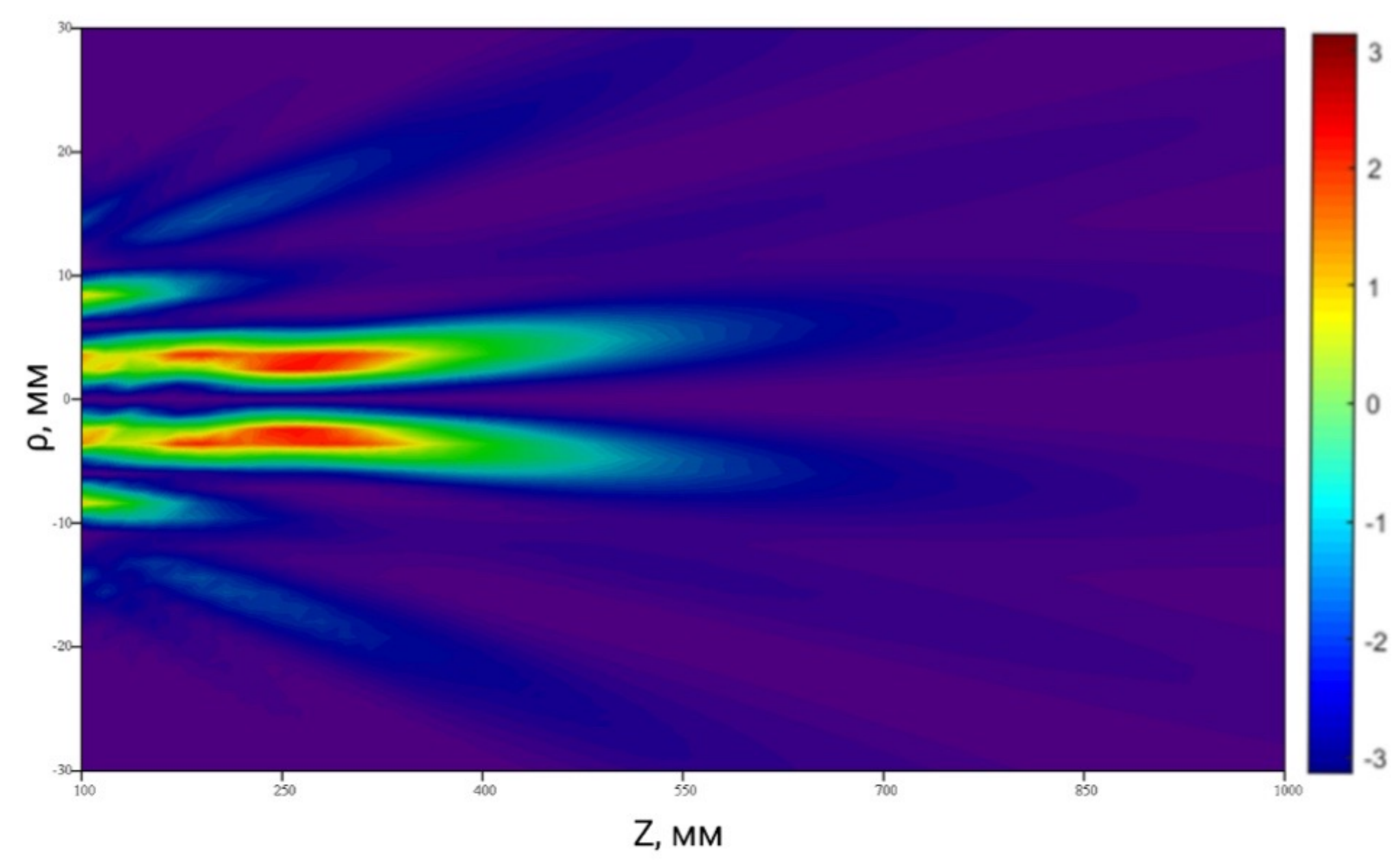


(в)

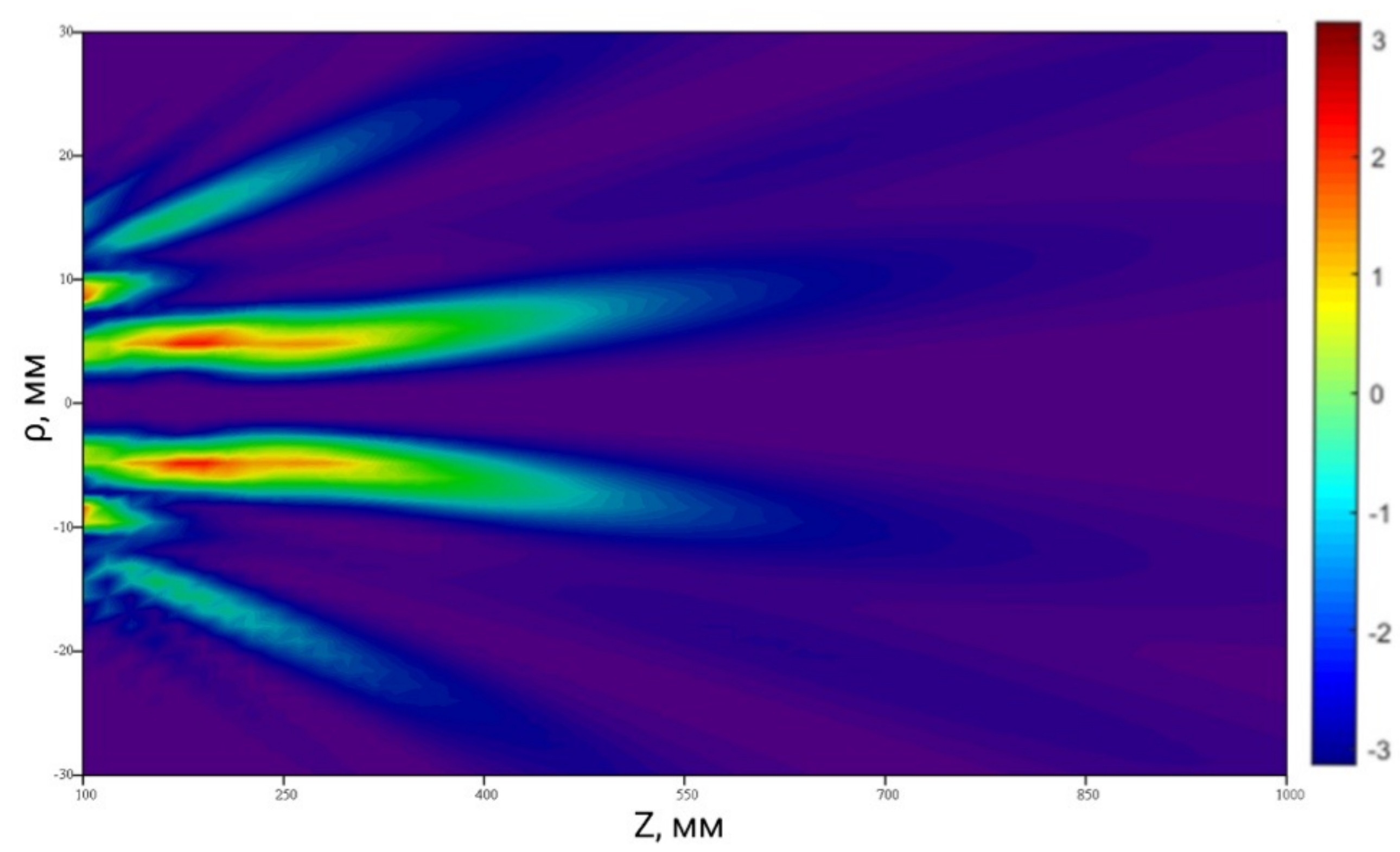
Рис. 3.2. Розподіл поздовжньої інтенсивності EH_{12} моди при $n = 0$ (а), $n = 1$ (б), $n = 2$ (в) в зоні Френеля



(a)

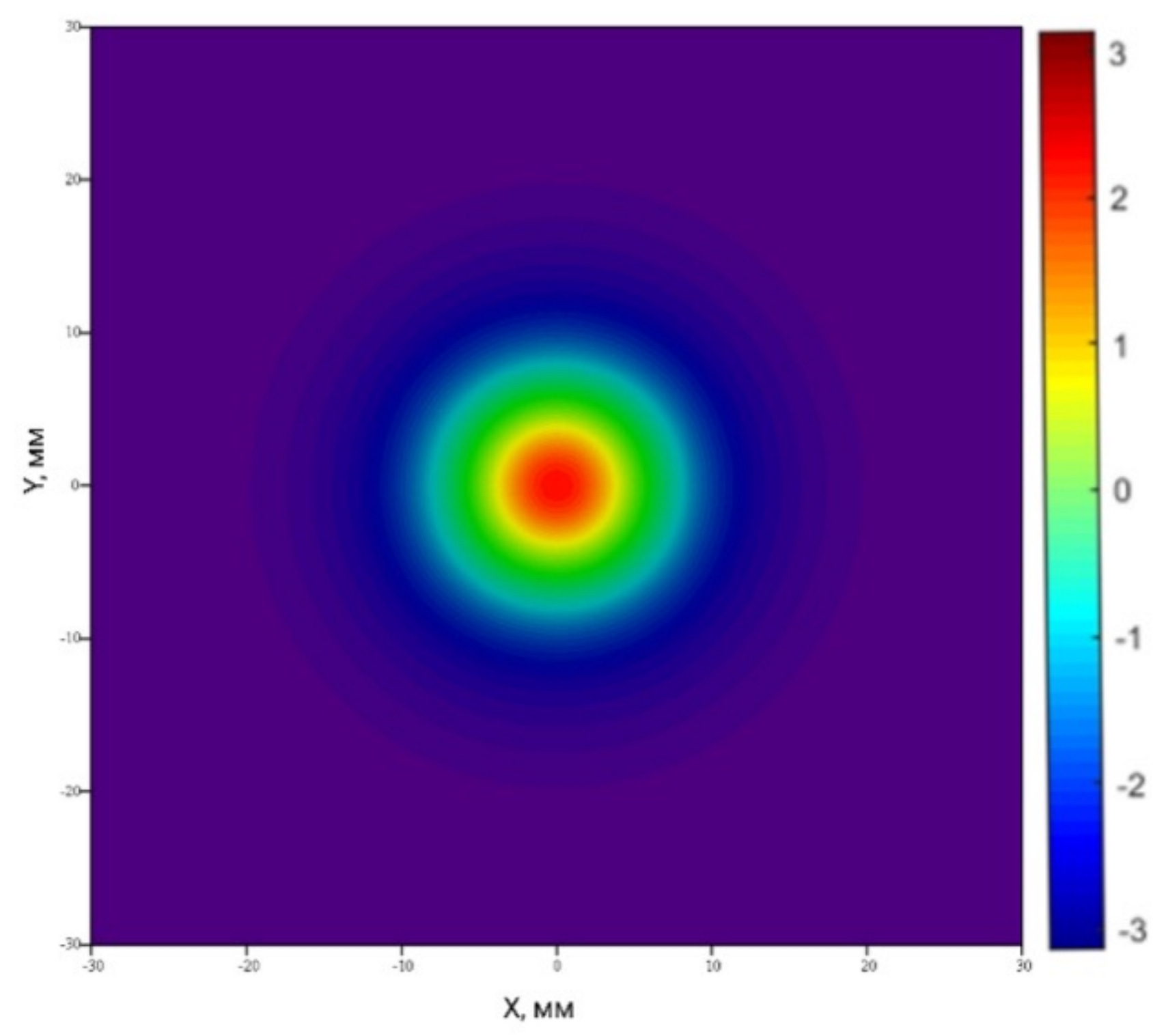


(б)

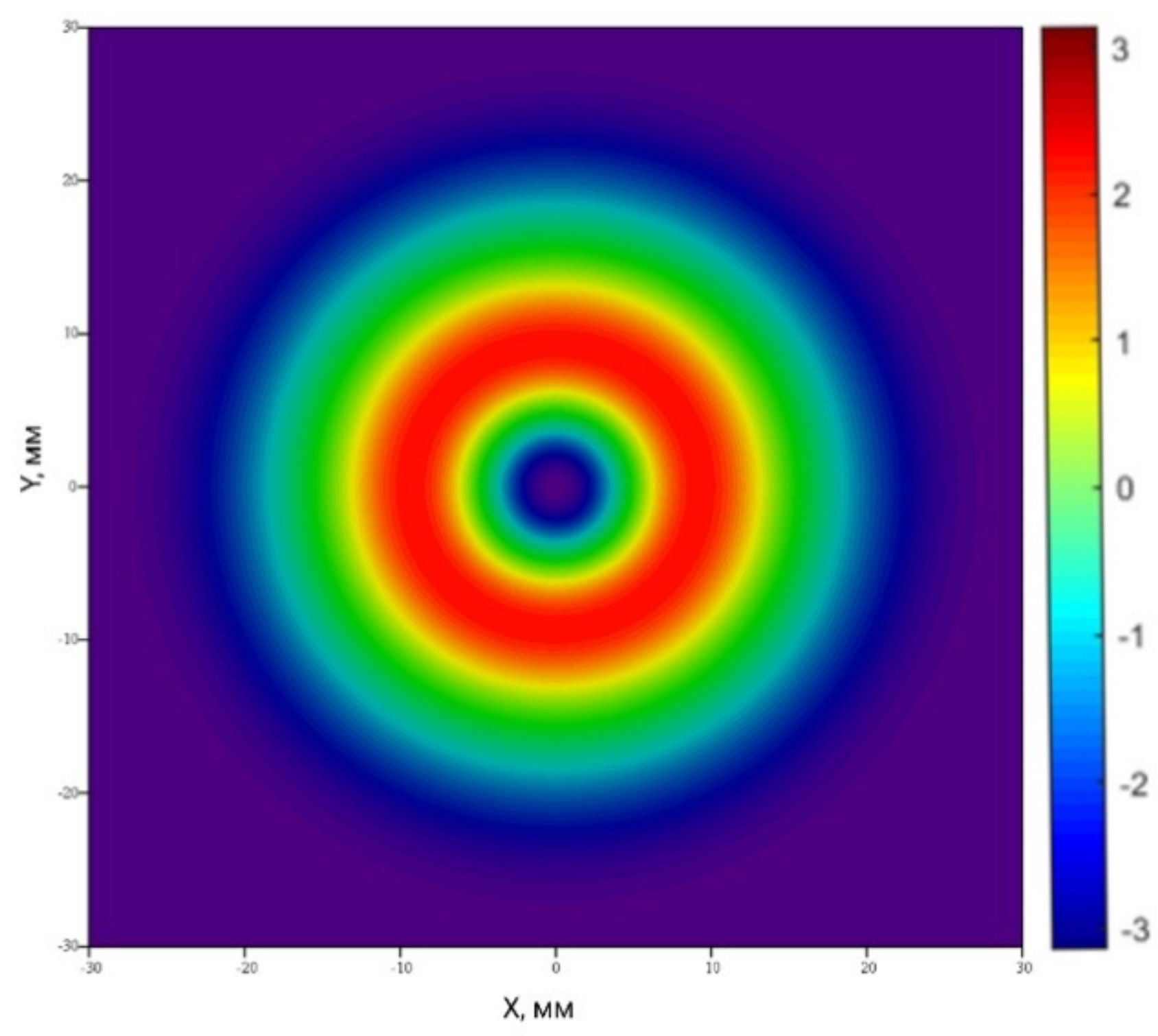


(в)

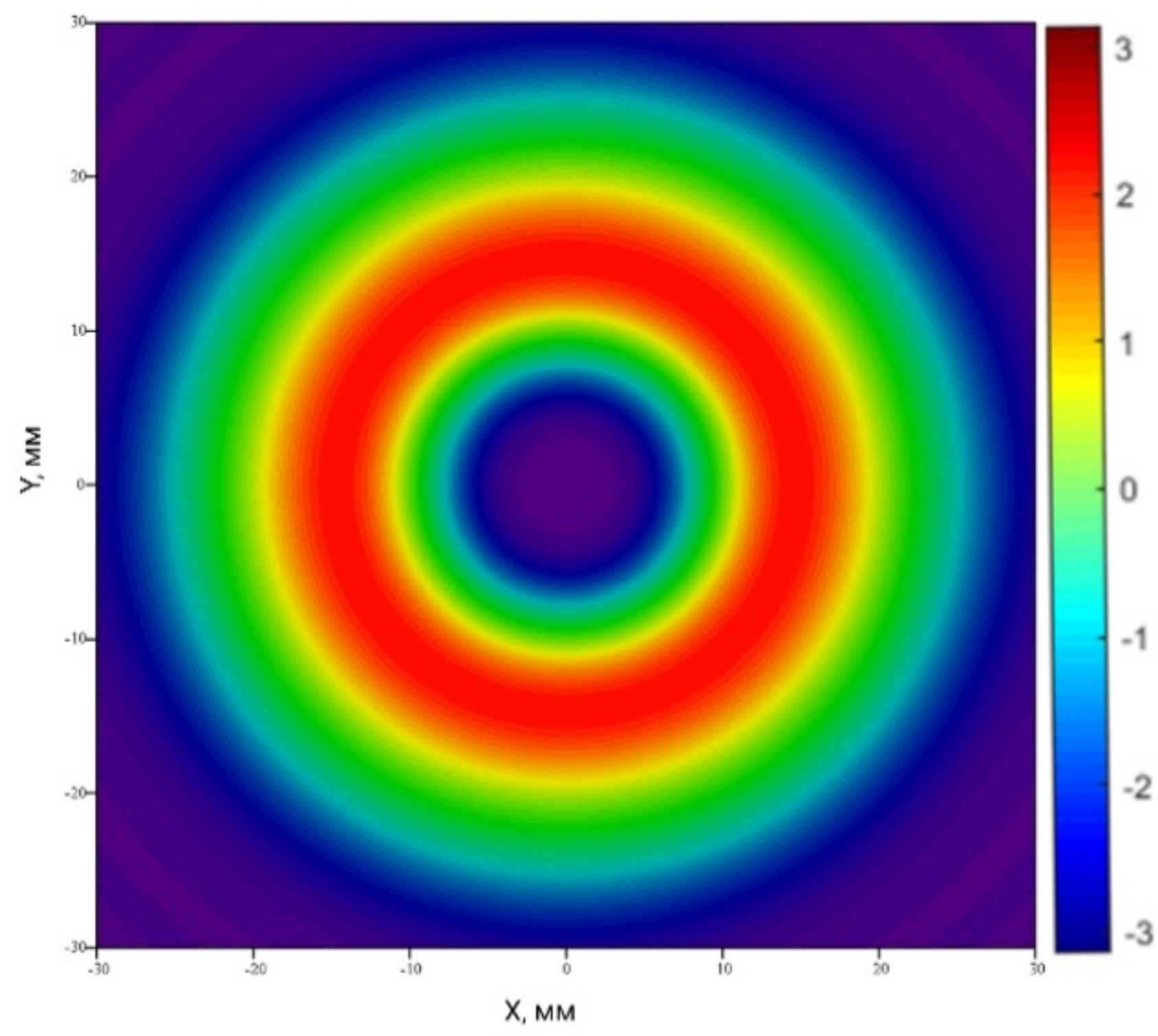
Рис. 3.3. Розподіл поздовжньої інтенсивності EH_{13} моди при $n = 0$ (а), $n = 1$ (б), $n = 2$ (в) в зоні Френеля



(a)

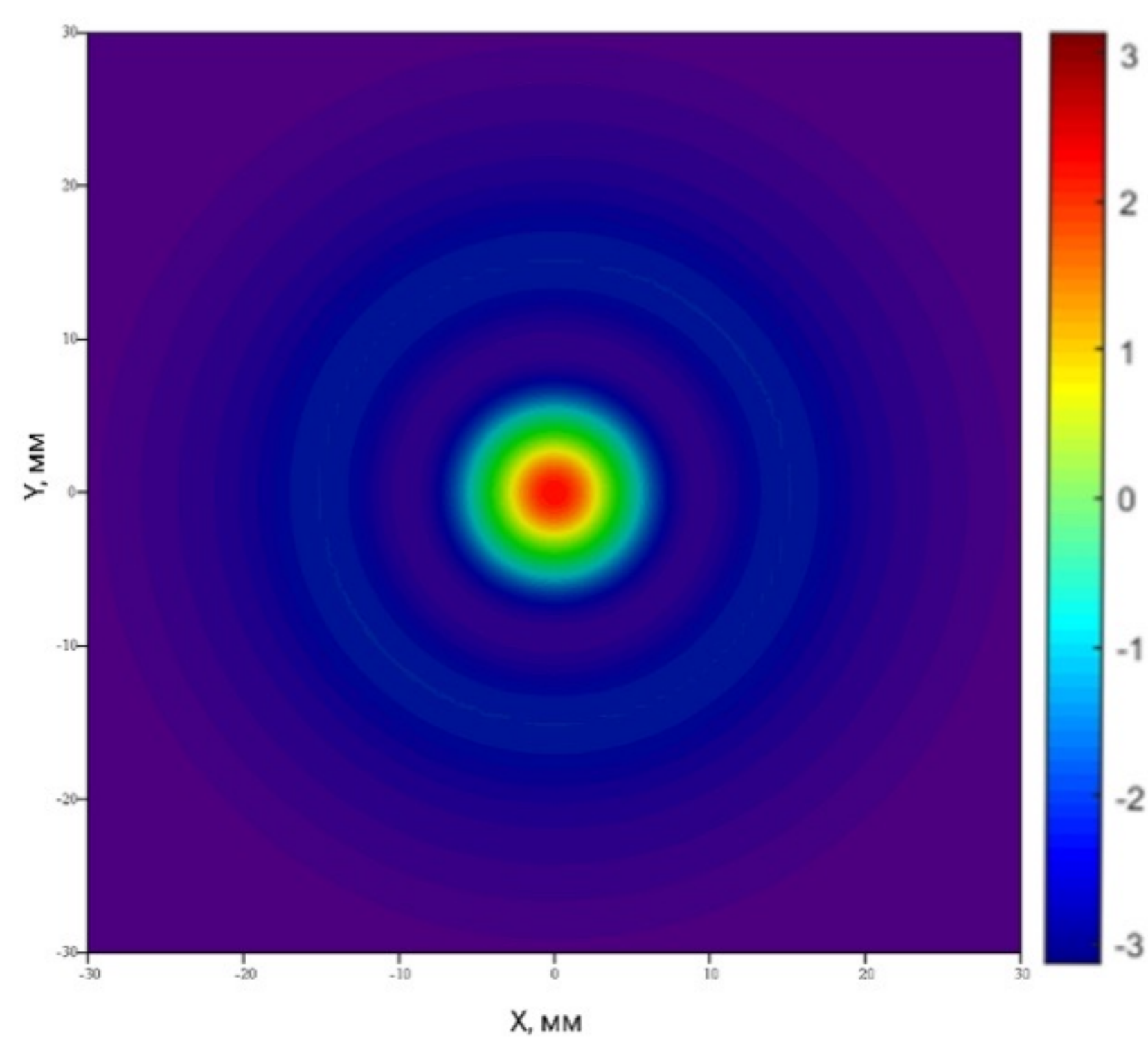


(б)

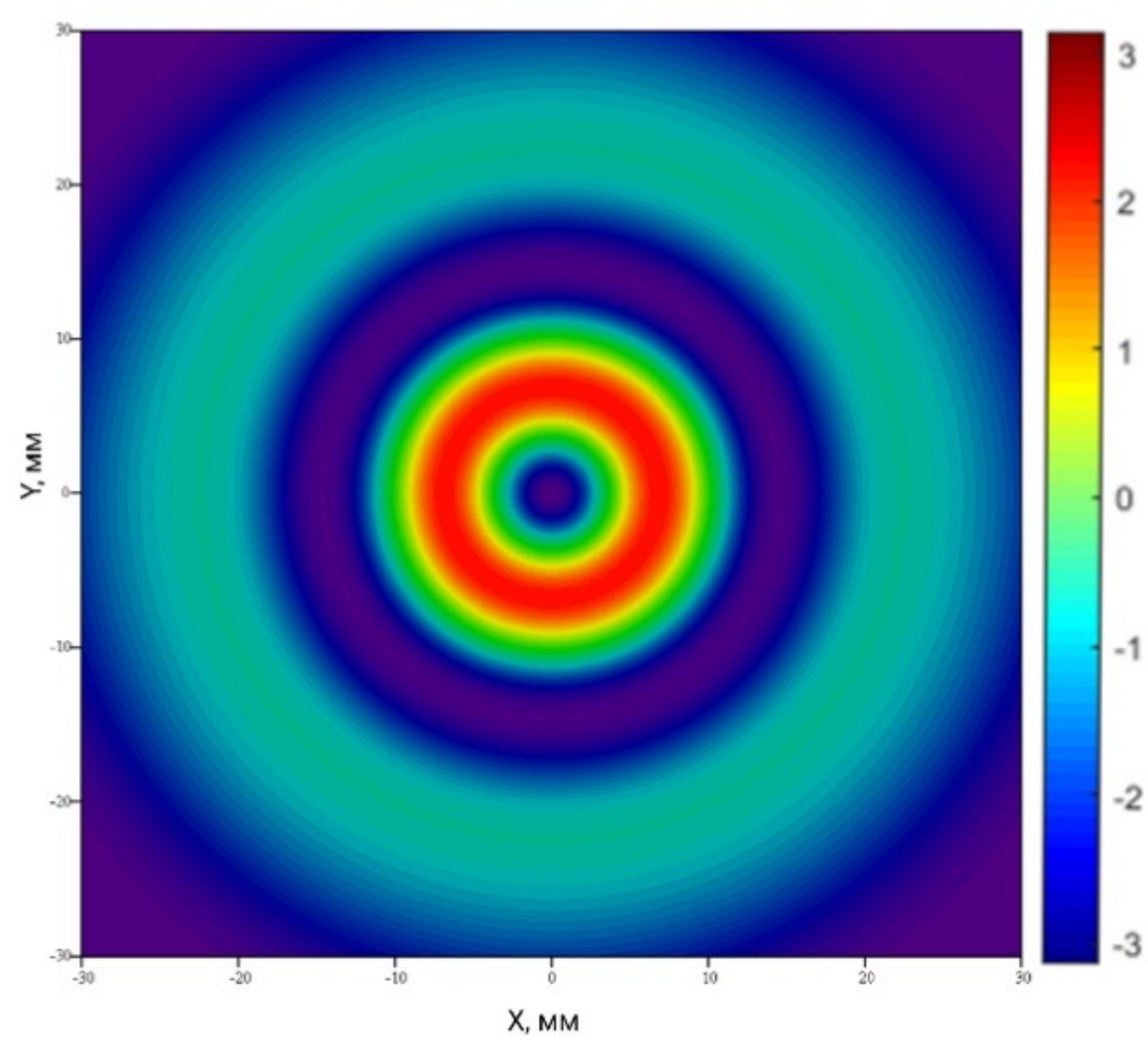


(в)

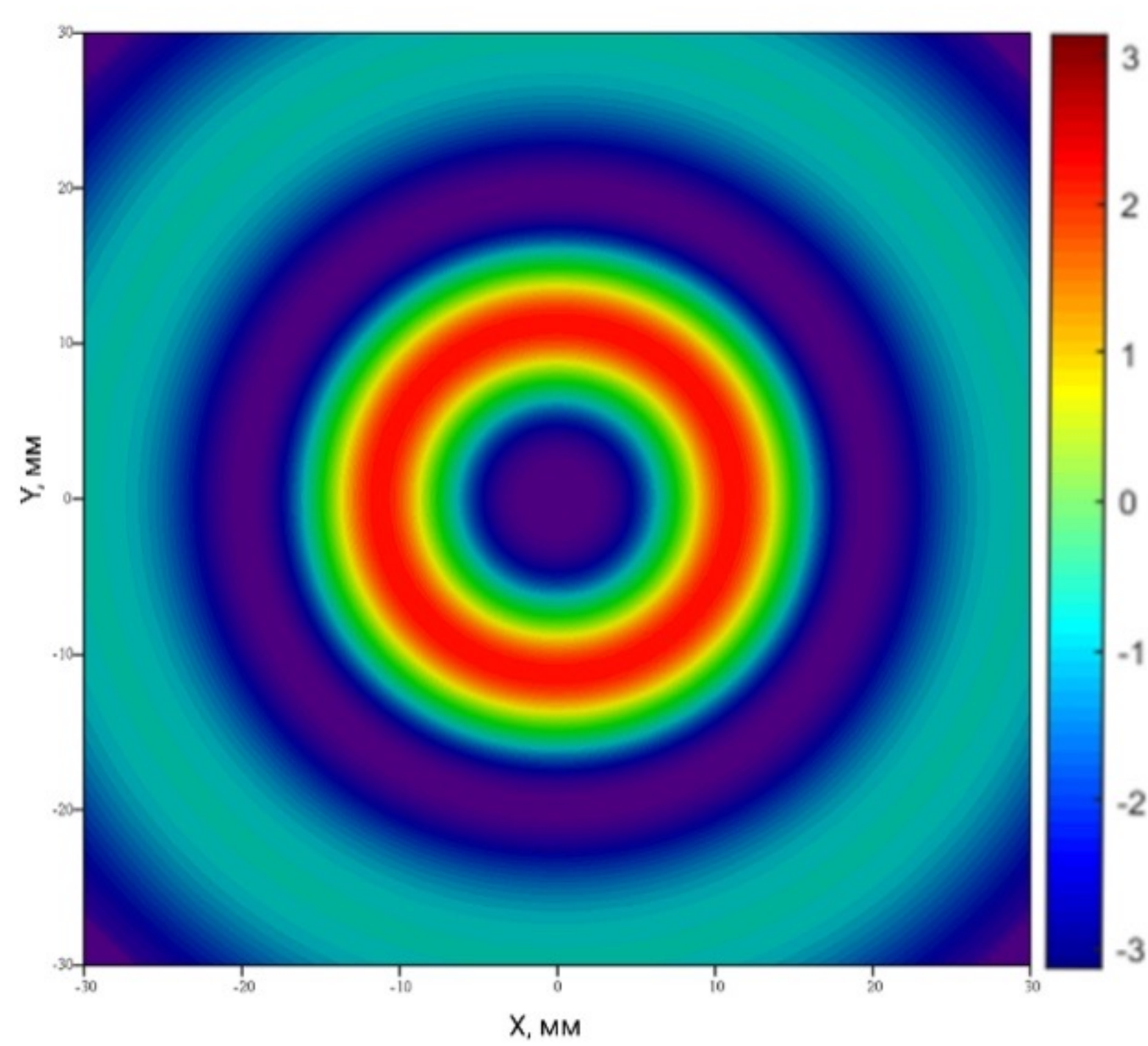
Рис. 3.4. Розподіл поперечної інтенсивності EH_{11} моди при $n = 0$ (а), $n = 1$ (б), $n = 2$ (в) в зоні Френеля ($z = 708$ мм)



(a)

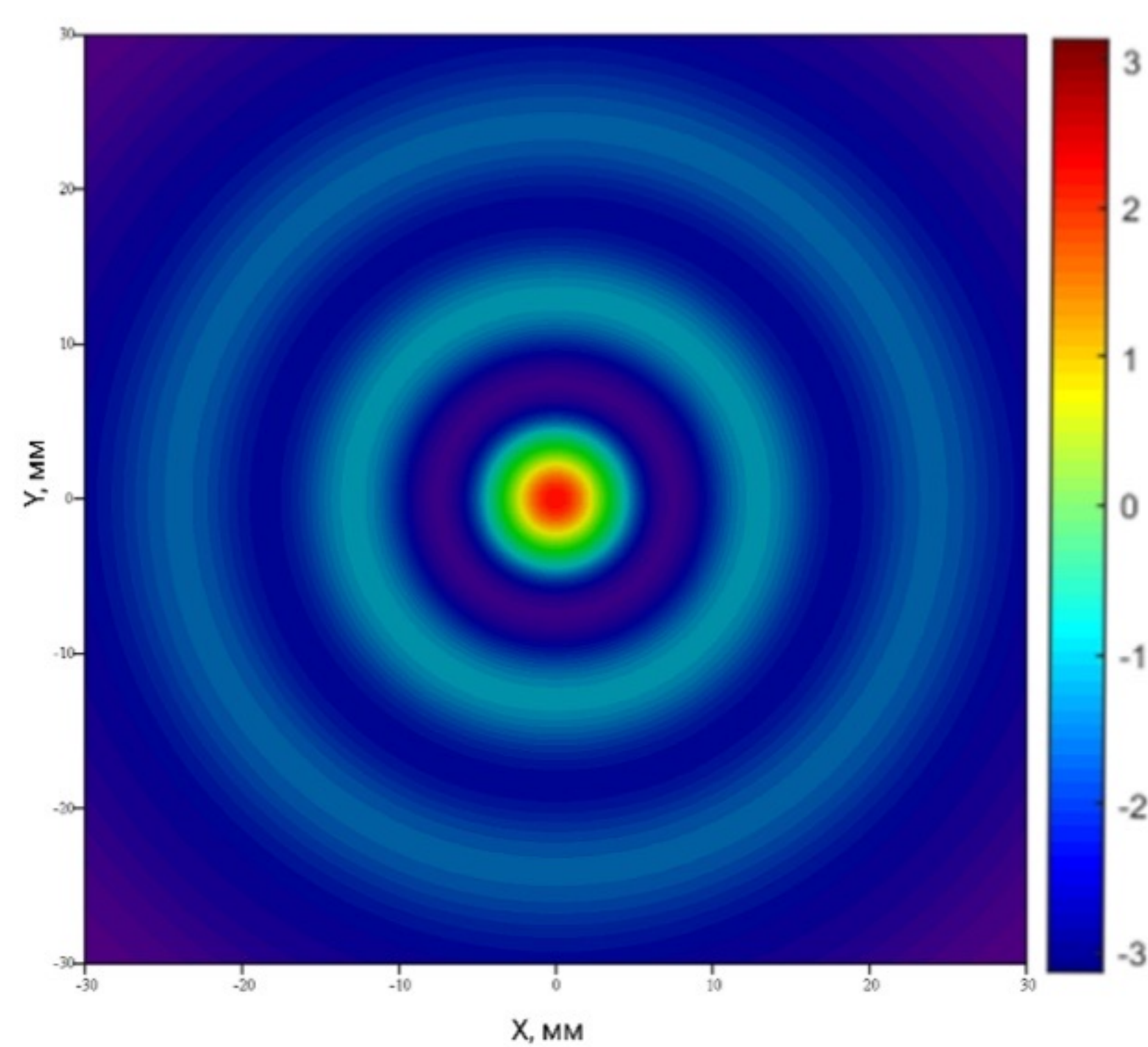


(b)

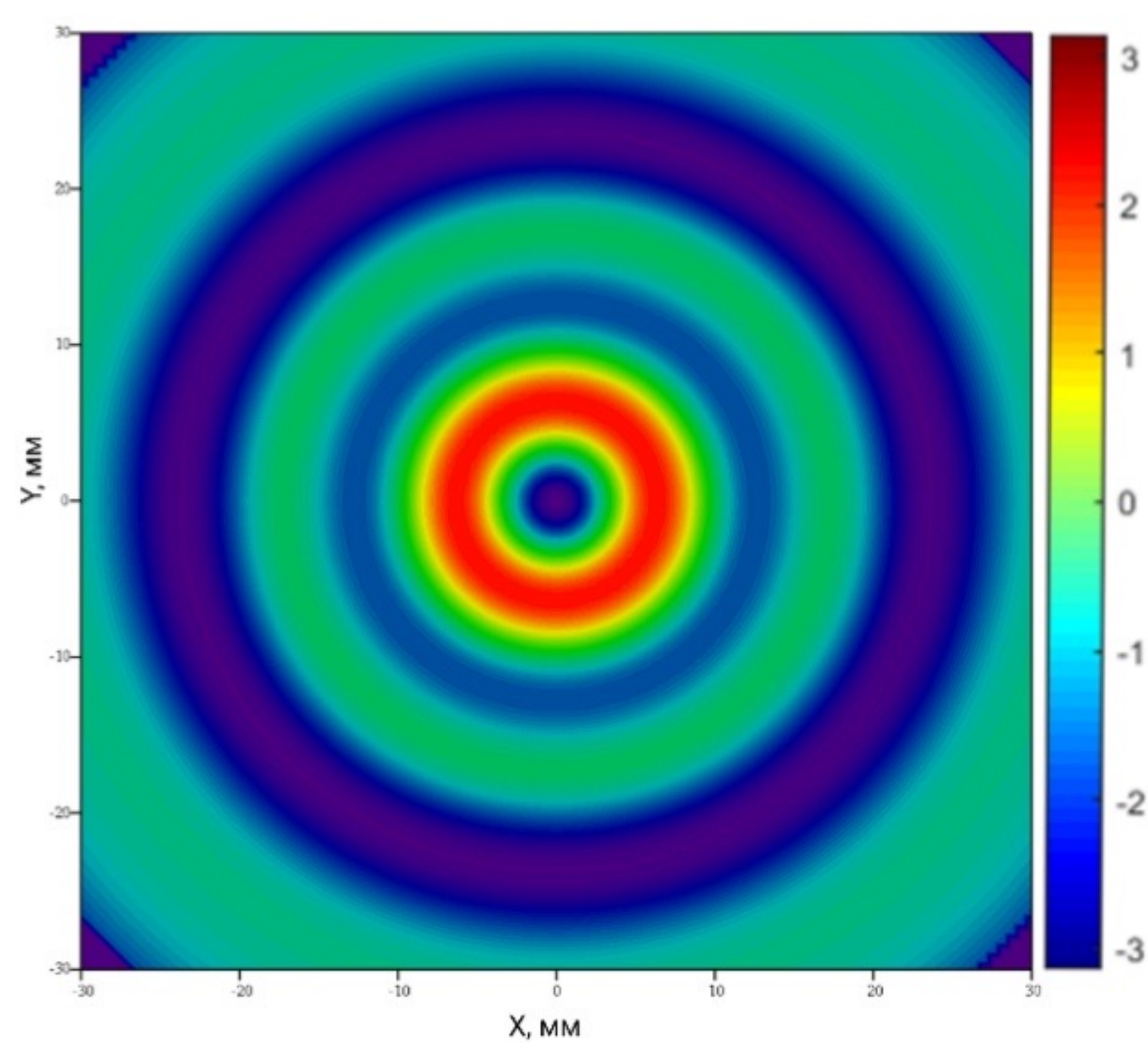


(c)

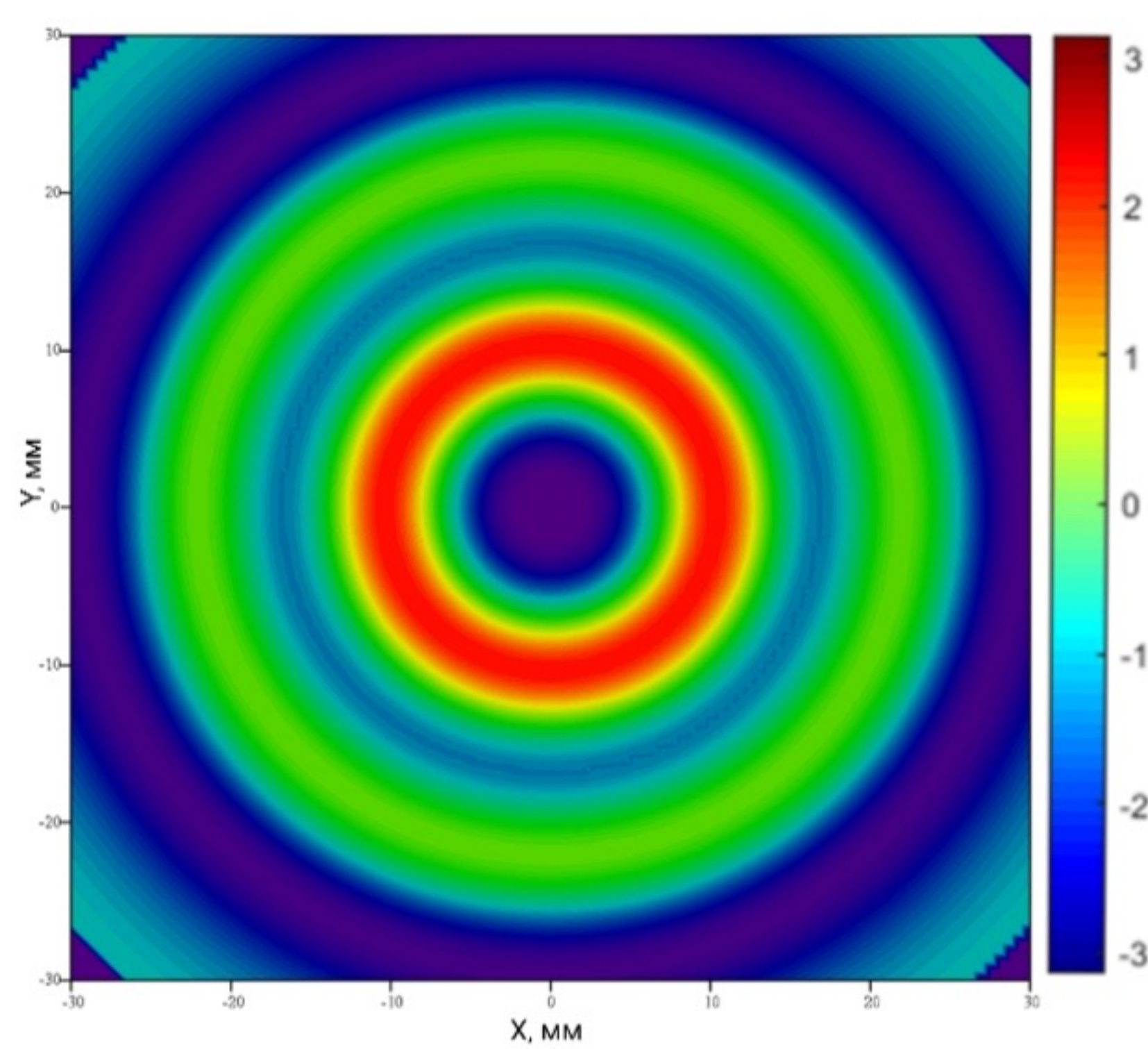
Рис. 3.5. Розподіл поперечної інтенсивності EH_{12} моди при $n = 0$ (а), $n = 1$ (б), $n = 2$ (в) в зоні Френеля ($z = 708$ мм)



(а)



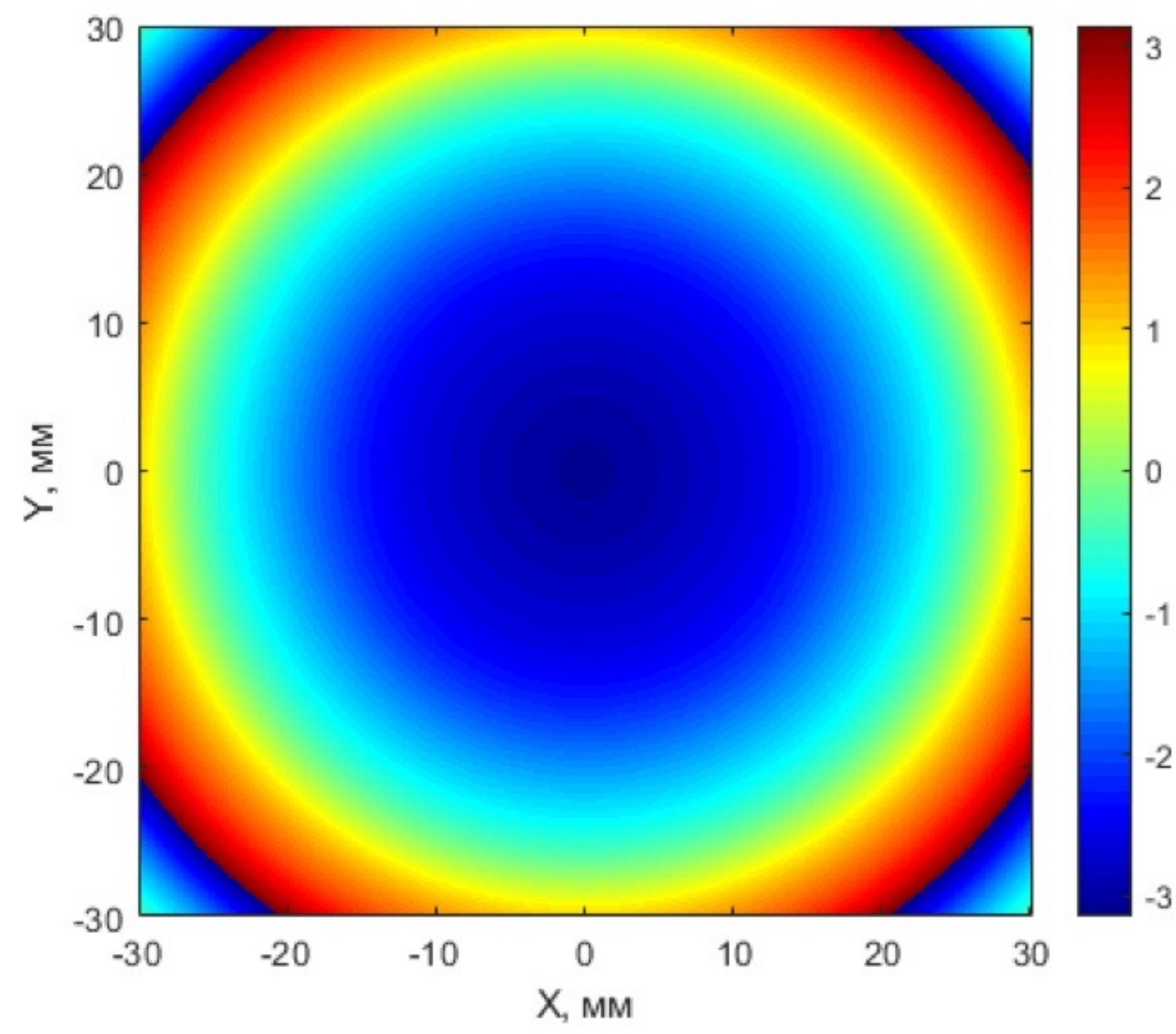
(б)



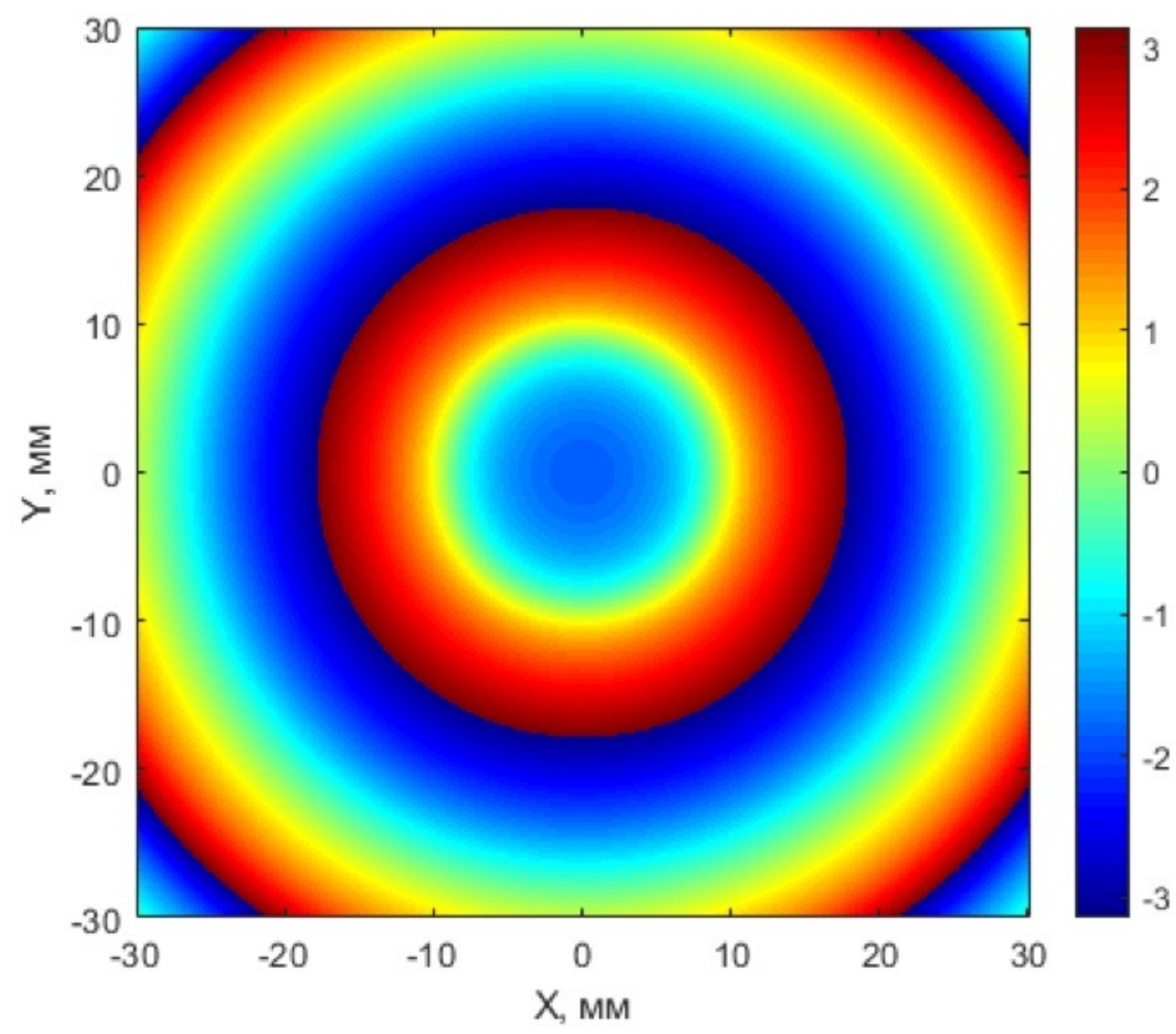
(в)

Рис. 3.6. Розподіл поперечної інтенсивності EH_{13} моди при $n = 0$ (а), $n = 1$ (б), $n = 2$ (в) в зоні Френеля ($z = 708$ мм)

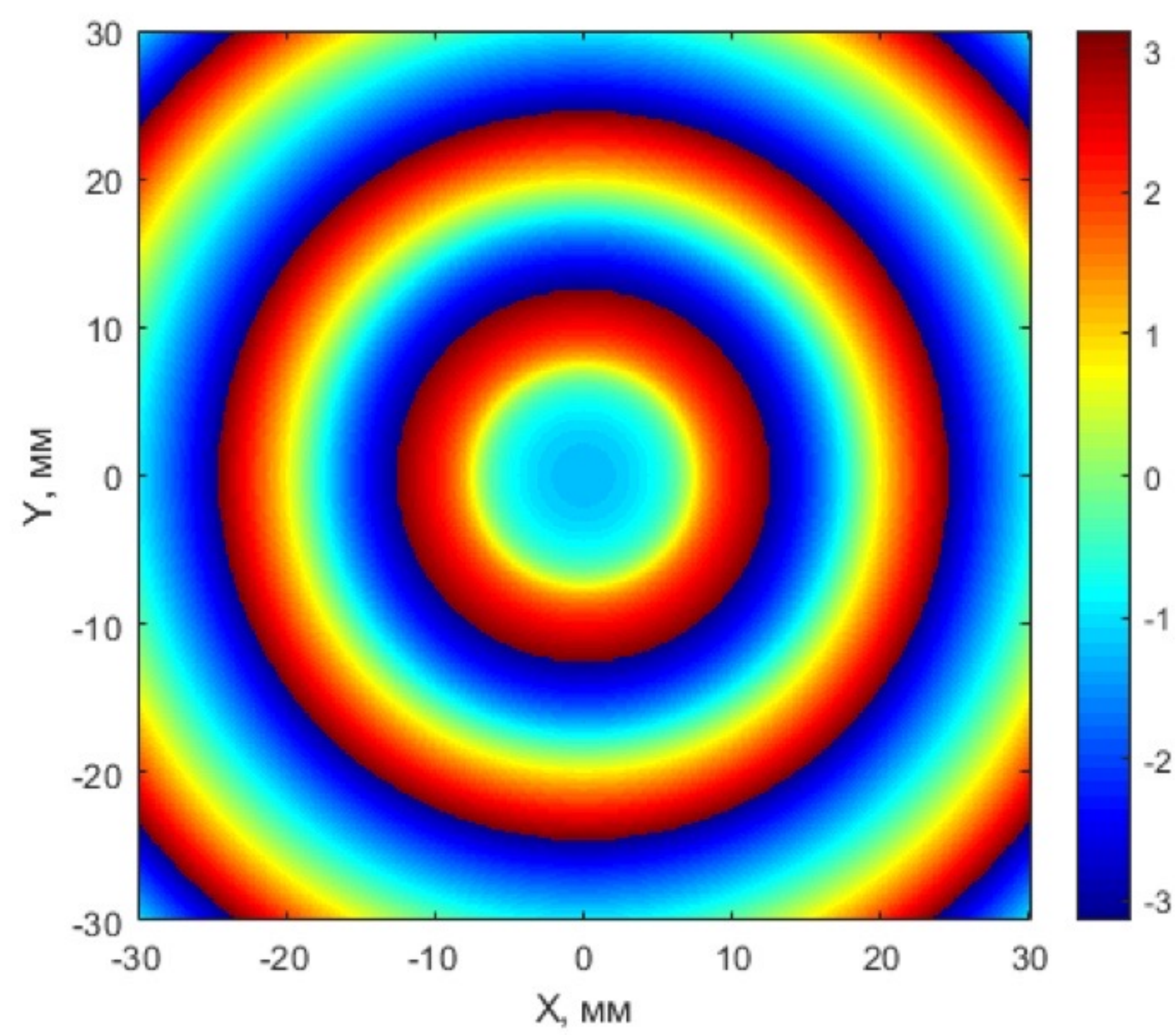
Установка СФП на виході хвилеводу з відмінним від нуля топологічним зарядом $n = 1, 2$ приводить у зоні Френеля до зміни хвильового фронту пучків мод EH_{11} , EH_{12} та EH_{13} із сферичного (Рис. 3.7) на вихровий (Рис. 3.8 – 3.9).



(a)

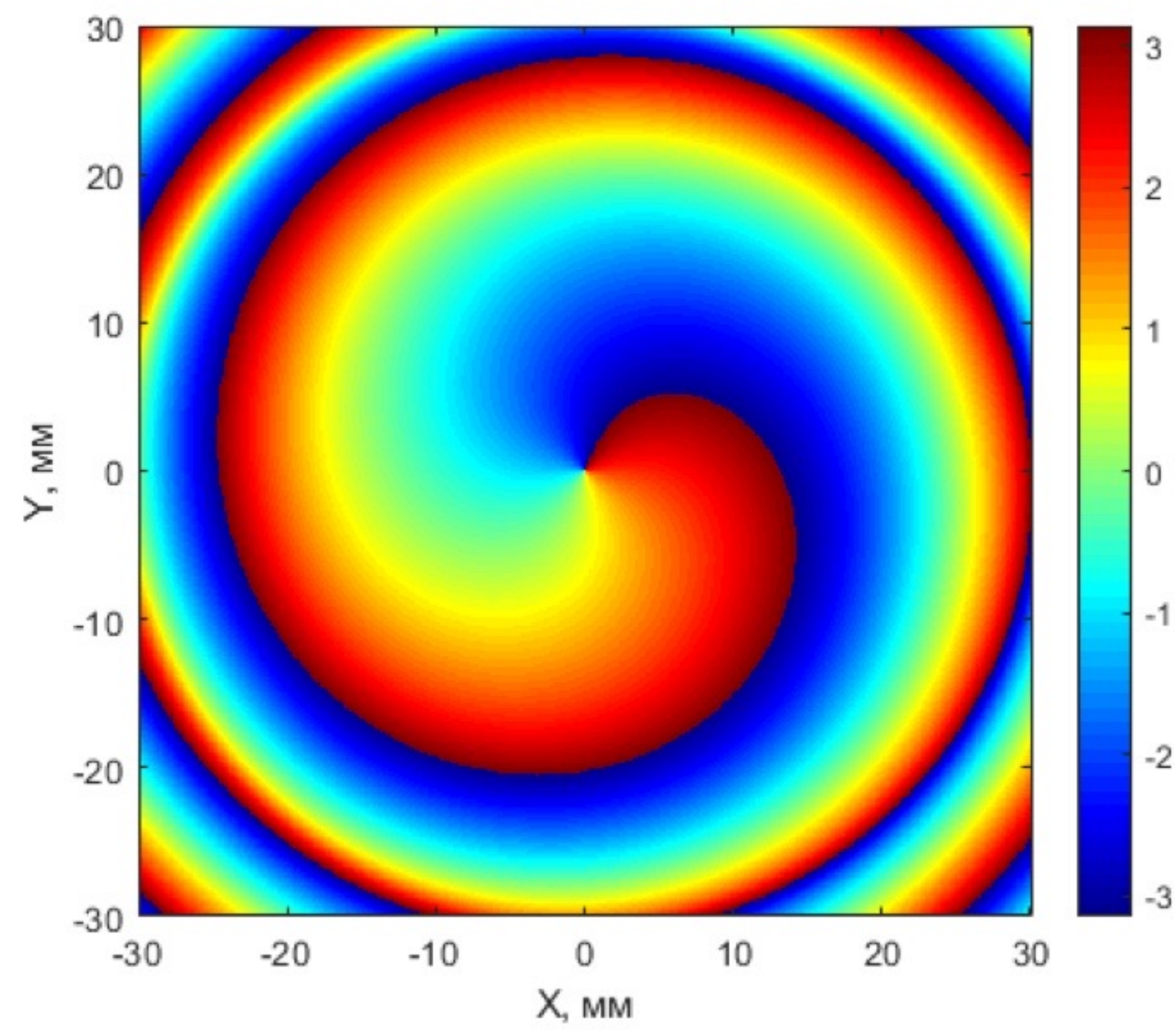


(б)

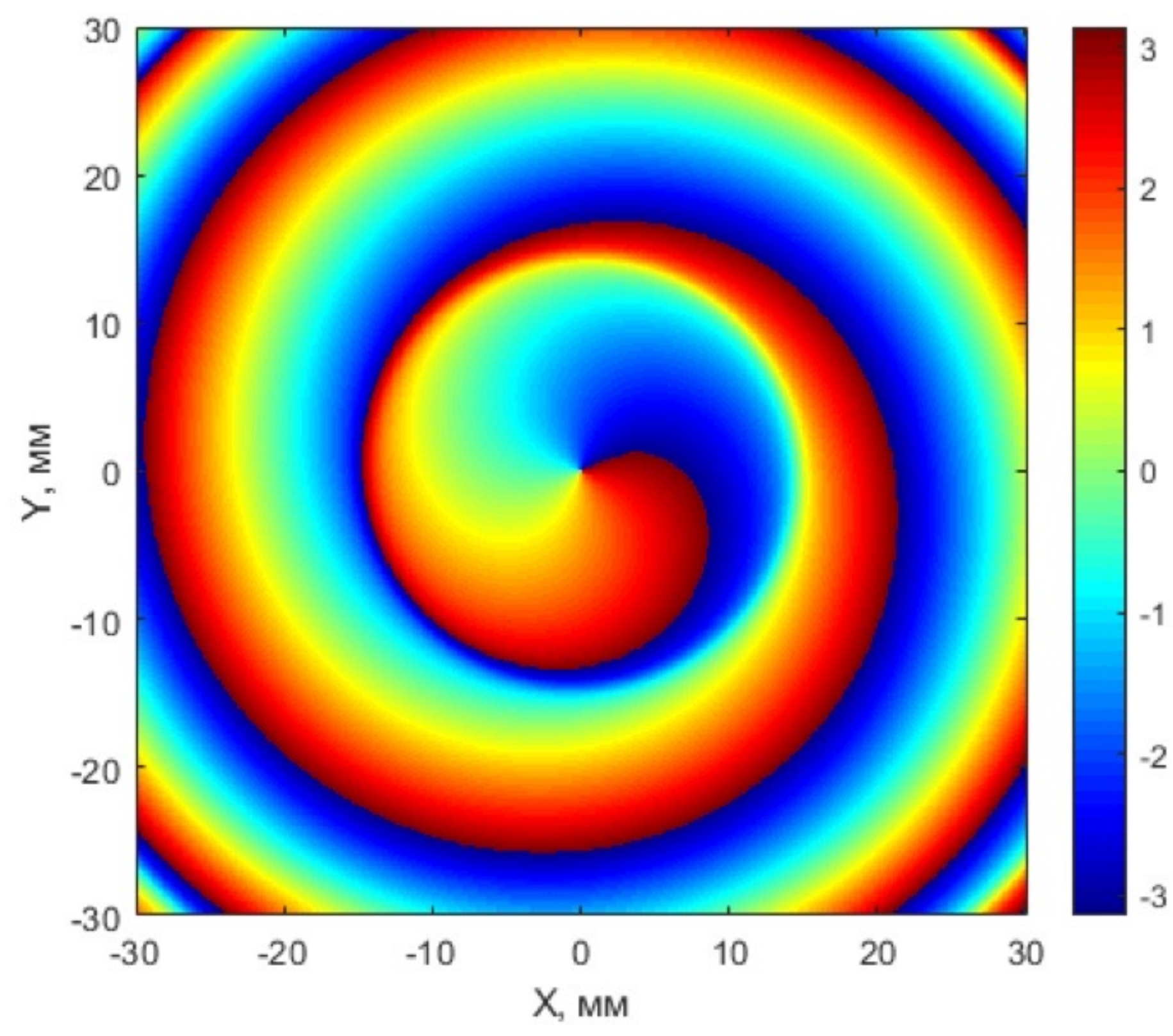


(в)

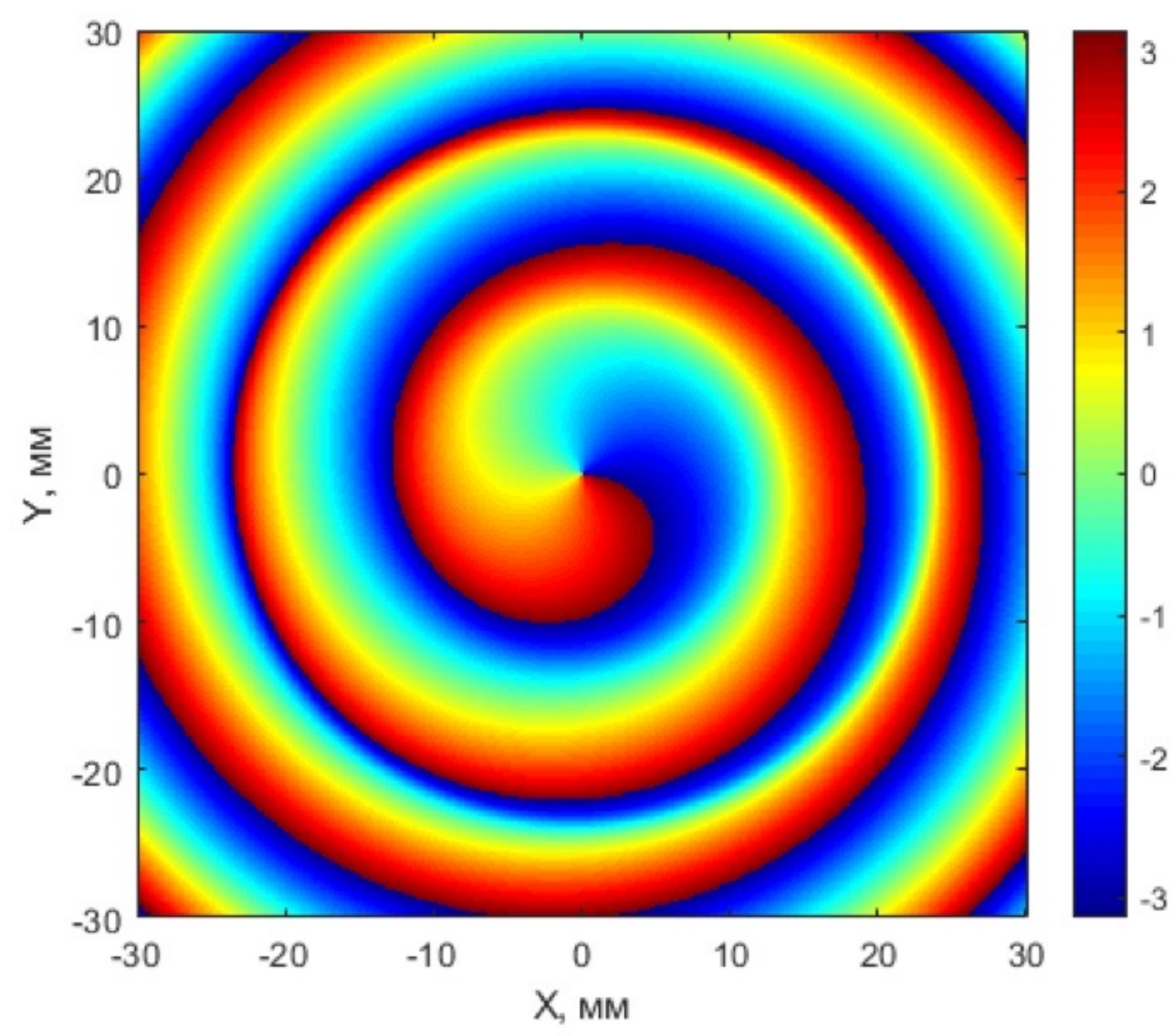
Рис. 3.7. Розподіл фази мод EH_{11} (а), EH_{12} (б), EH_{13} (в)
в зоні Френеля при $n = 0$



(a)

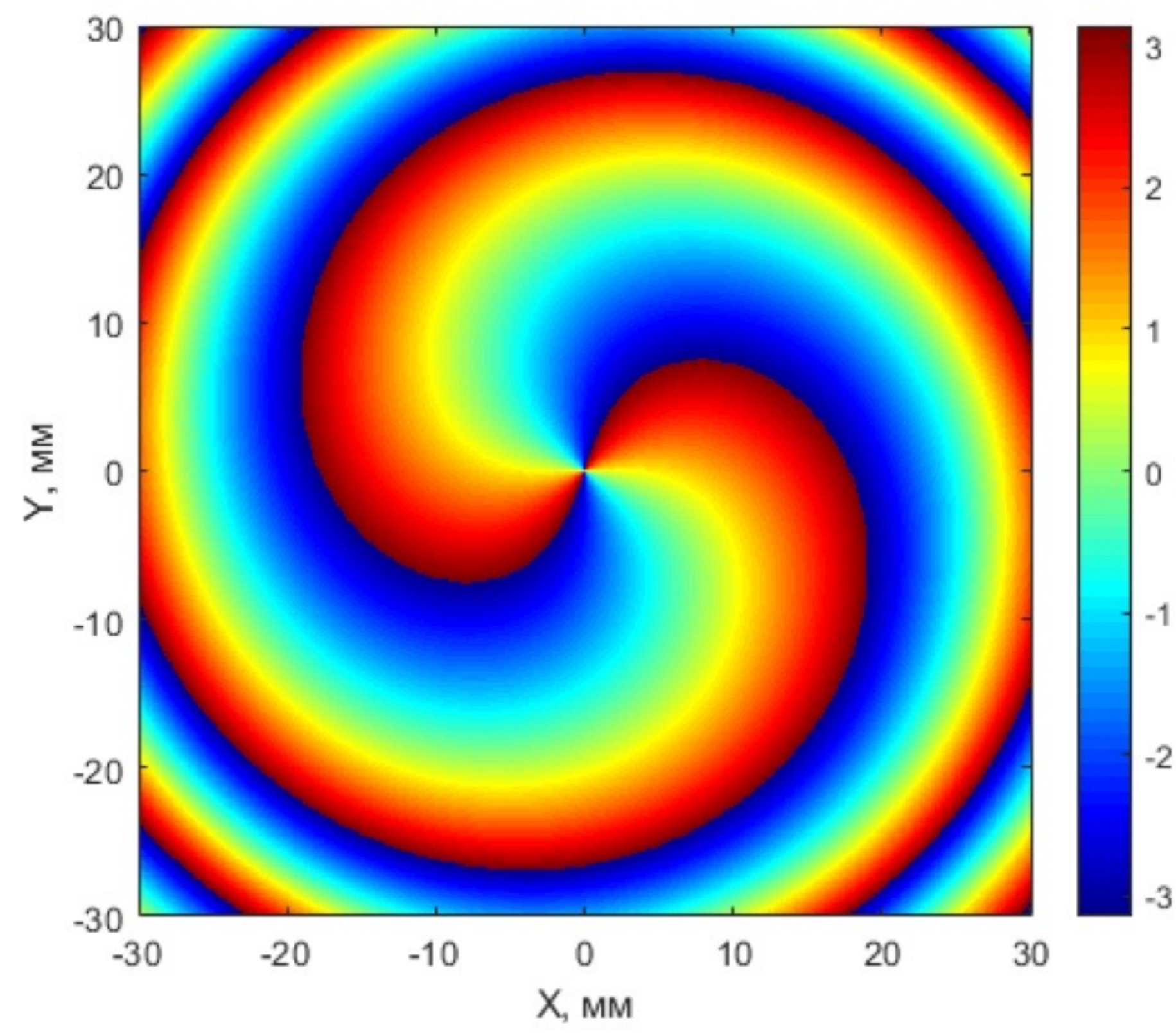


(б)

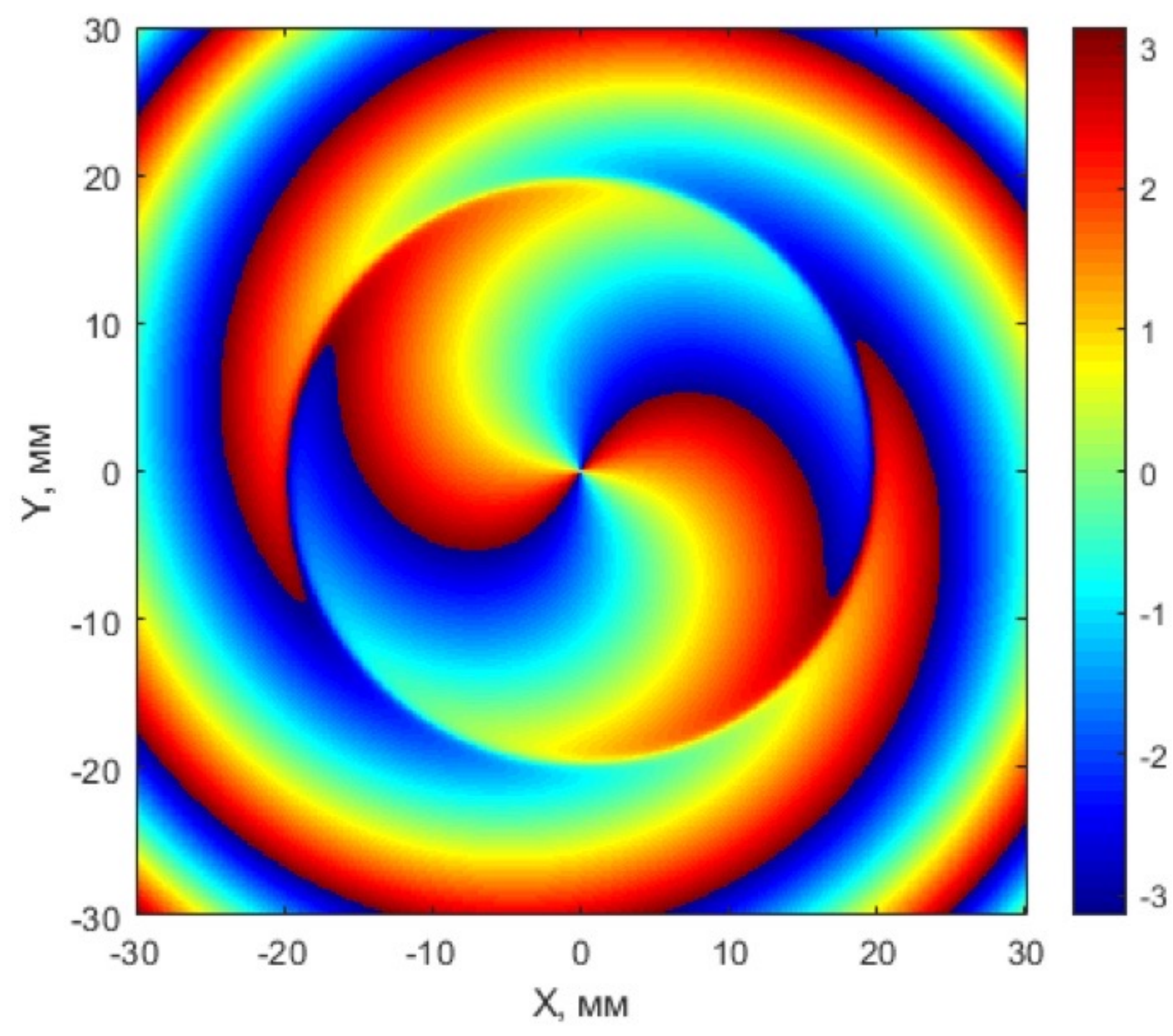


(в)

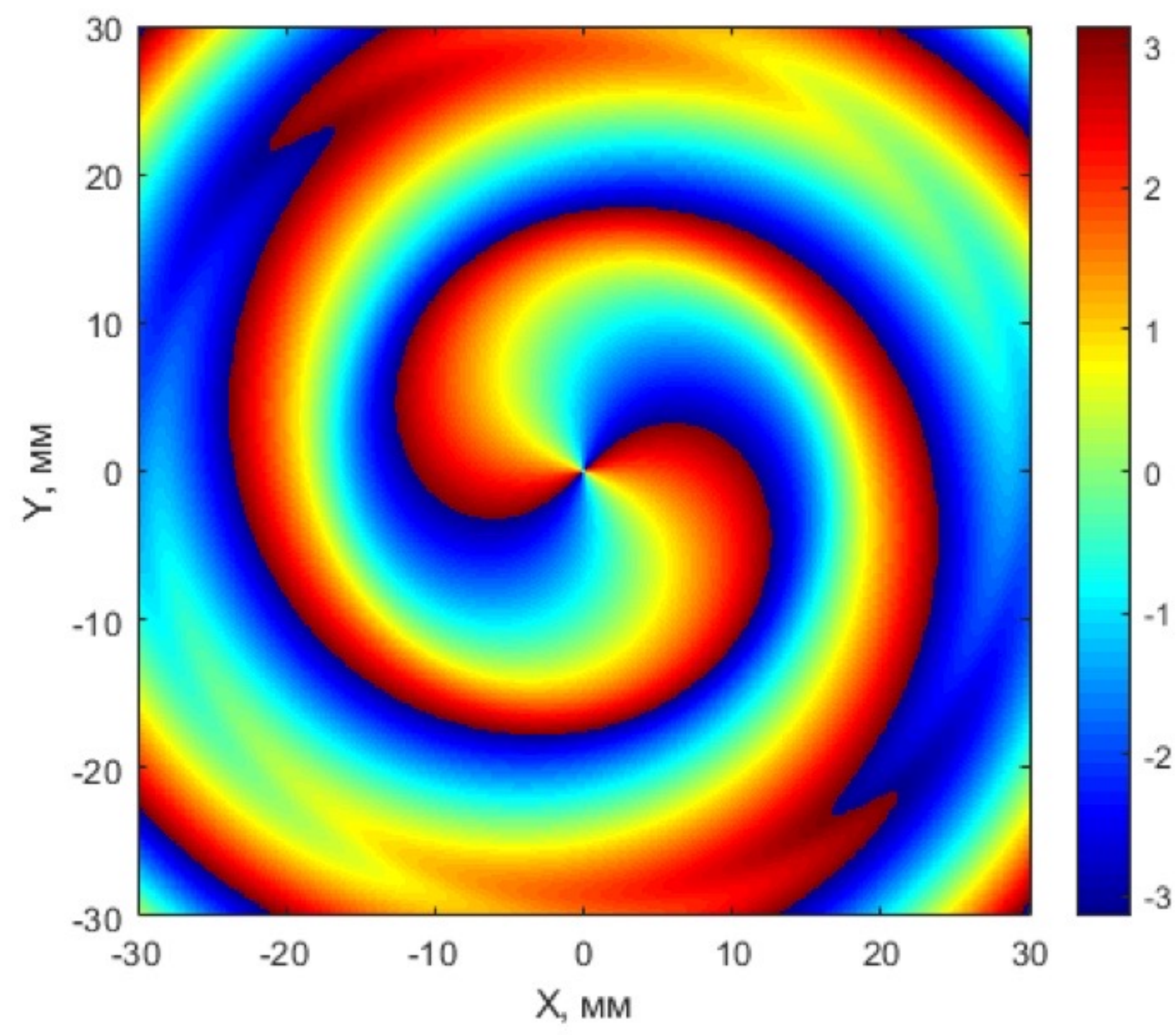
Рис. 3.8. Розподіл фази мод EH_{11} (а), EH_{12} (б), EH_{13} (в)
в зоні Френеля при $n = 1$



(a)



(б)



(в)

Рис. 3.9. Розподіл фази мод EH_{11} (а), EH_{12} (б), EH_{13} (в)
в зоні Френеля при $n = 2$

Висновки

1. Отримано аналітичні вирази для опису непараксіальної дифракції лінійно поляризованих мод хвилевідного резонатора терагерцевого лазера при їх взаємодії зі спіральною фазовою пластинкою з різним топологічним зарядом (n).
2. Встановлено, що спіральна фазова пластина для мод EH_{11} , EH_{12} та EH_{13} з структури із максимумом інтенсивності в центрі (при $n = 0$) формує кільцеву (при $n = 1, 2$).
3. Показано, що фазовий фронт променя лінійно поляризованих EH_{11} , EH_{12} та EH_{13} мод перетворюється із сферичного в спіральний з однією точкою сингулярності на осі при $n = 1$ і двома при $n = 2$.

Список літератури

1. Free-space creation of a perfect vortex beam with fractional topological charge. Guanxue Wang, Xiaoyu Weng, Xiangyu Kang, Ziyang Li, Keyu Chen, Xiumin Gao and Songlin Zhuang. Vol. 31, No. 4 / 13 Feb 2023 / Optics Express 5757
2. Free-space realization of tunable pin-like optical vortex beams. Domenico Bongiovanni, Denghui Li, Mihalis Goutsoulas, Hao Wu, Yi Hu, Daohong Song, Roberto Morandotti, Nikolaos K. Efremidis and Zhigang Chen. Vol. 9, No. 7 / July 2021 / Photonics Research 1204
3. Generation of perfect helical Mathieu vortex beams. Xiaoxiao Li, Zhijun Ren, Fuyang Xu, Lvbin Song, Xiang Lv, Yixian Qian and Ping Yu. Vol. 29, No. 20 / 27 Sep 2021 / Optics Express 32439
4. Scanless Spectral Imaging of Terahertz Vortex Beams Generated by High-Resolution 3D-Printed Spiral Phase Plates. Andreea Aura Paraipan, Diana Gonzalez Hernandez, Innem V. A. K. Reddy, Giacomo Balistreri, Luca Zanotto, Mostafa Shalaby, Roberto Morandotti, Carlo Liberale and Luca Razzari. Small Sci. 2024, 4, 2400352
5. Spatial dynamics of a radially polarized terahertz laser beam with a phase singularity. Andrey V. Degtyarev, Mykola M. Dubinin, Vyacheslav A. Maslov, Konstantin I. Muntean, Oleh O. Svystunov. East european journal of physics. 3. 93-102 (2025)
6. Topological and Reconfigurable Terahertz Metadevices. Zihan Zhao, Hongwei Wang, Guangwei Hu¹ and Andrea Alù. Research. 27 Aug 2025. Vol 8. Article ID: 0882
7. 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. Chin. Phys. B Vol. 29, No. 9 (2020) 097404

8. Design of broadband terahertz vector and vortex beams: I. Review of materials and components. Nikolay V. Petrov, Bogdan Sokolenko, Maksim S. Kulya1, Andrei Gorodetsky and Aleksey V. Chernykh. Official journal of the JHL 2689-9620

9. Advances on Solid-State Vortex Laser. Zhichao Zhang, Lan Hai, Shiyao Fu, and Chunqing Gao. Photonics 2022, 9, 215.

10. Characterization of the focusing performance of axial line-focused spiral zone plates. Chenglong Zheng, Shilei Su, Huaping Zang, Ziwen Ji, Yongzhi Tian, Shu Chen, Kaijun Mu, Lai Wei, Quanping Fan, Chuanke Wang, Xiaoli Zhu, Changqing Xie, Leifeng Cao, and Erjun Liang. Vol. 57, No. 14 / 10 May 2018 / Applied Optics 3802.

11. 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.

12. Nonparaxial and paraxial focusing of azimuthal-variant vector beams. Gu, B., and Cui, Y., 2012. Opt. Express, 20(16), pp. 17684—17694.