

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ФІЗИКИ

На правах рукопису

КРЕМІНСЬКА ЛЮБОВ ВОЛОДИМИРІВНА

**ЛАЗЕРНІ ПУЧКИ З СИНГУЛЯРНОСТЯМИ
У ВІЛЬНОМУ ПРОСТОРИ ТА РЕЗОНАТОРАХ**

01.04.05 - оптика та лазерна фізика

АВТОРЕФЕРАТ
дисертації на здобуття вченого ступеня
кандидата фізико-математичних наук

КИЇВ - 1997



Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Інституті фізики НАН України 00729268 (У)

Наукові керівники: доктор фізико-математичних наук, професор
Хижняк Анатолій Іванович

член - кореспондент НАН України,
доктор фізико-математичних наук, професор
Соскін Марат Самуїлович

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук
Резніков Юрій Олександрович
кандидат фізико-математичних наук
Горшков Вячеслав Миколайович

Провідна організація: Київський національний університет, м. Київ

Захист відбудеться "14 квітня 1997 р. о 14³⁰ годині на
засіданні спеціалізованої вченої ради Д.01.96.01 при Інституті фізики НАН
України за адресою: 252650, МСП, м. Київ-22, проспект Науки, 46.

З дисертацією можна ознайомитись в бібліотеці Інституту фізики
НАН України.

Автореферат розісланий "14" серпня 1997 р.

Вчений секретар
спеціалізованої Вченої ради

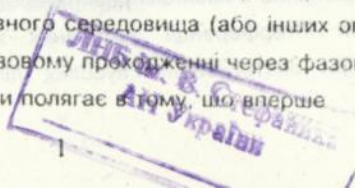
В. А. Ішук

Актуальність теми дисертації обумовлена бурхливим розвитком нової галузі оптики - сингулярної оптики. Теоретично [1] було передбачено існування оптичних сингулярностей, або дислокацій хвильового фронту (ДХФ) у хвильових полях - областей з нульовою інтенсивністю та гвинтоподібним розподілом хвильового фронту поля. З застосуванням лазерного випромінювання з'явилась можливість експериментально спостерігати та вивчати ДХФ у світлових пучках: у спекл-полях [2], у лазерних пучках при самовпливі у нелінійних кристалах [3]. Проте відсутнє було теоретичне обґрунтування експериментальних спостережень ДХФ та структурних змін лазерного випромінювання при само-(де-) фокусуванні, наприклад, у фоторефрактивних кристалах $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ та SBN. Зокрема, вважалося, що збудження ДХФ у лазерних пучках має спонтанний характер. Крім того, відсутня була класифікація фазових об'єктів, що зумовлюють виникнення ДХФ. Проте дуже важливе знання процесу появи ДХФ в попередньо гладких хвильових пучках при створенні когерентних оптичних систем запису та обробки даних, оскільки поява ДХФ у процесі обробки може призвести до спотворення або втрати інформації. Тому важливо вивчити особливості поодинокого утворення ДХФ у гладких лазерних пучках за фазовими об'єктами з відносно простою просторовою модуляцією фази пучка, зокрема такою, що повторює профіль інтенсивності самого лазерного пучка.

Не менш актуальним є вивчення впливу фазових збурень всередині резонаторів лазерів, оскільки вони визначають структуру пучків генерації, і, звичайно, знижують її якість. Проте експериментально було доведено, що в резонаторі з інтерферометром Саньяка фазові збурення, навпаки, покращують якість пучків генерації. Було необхідно пояснити цей ефект та можливість його використання. Важливо було вивчити особливості формування лазерного випромінювання у резонаторах-інтерферометрах при наявності фазових збурень, що сприяють виникненню ДХФ.

Метою роботи було модельне вивчення особливостей народження, розвитку та зникнення ДХФ у початково гладких лазерних пучках та вплив їх, наприклад, на процеси формування лазерного випромінювання у резонаторах, що підсилюють фазову модуляцію активного середовища (або інших оптичних елементів резонатора) при багаторазовому проходженні через фазовий об'єкт.

Наукова новітність роботи полягає в тому, що вперше



- систематично досліджено процес утворення ДХФ у початково гладких лазерних пучках після їх проходження через різні фазові транспаранти;
- застосовано методи геометричної оптики для з'ясування типу та величини фазової неоднорідності, яка призводить до виникнення ДХФ. Попередньо визначено розташування ДХФ у початково гладких лазерних пучках;
- для пояснення ефектів самовпливу лазерного випромінювання (само- (де-) фокусування) застосовано модель Гаусових лінз;
- теоретично доведено більш селективні властивості резонатора на базі інтерферометра Саньяка порівняно з лінійним резонатором (для різних оптичних елементів всередині інтерферометра).

Практична цінність роботи полягає в тому, що

- встановлено причини появи у початково гладких лазерних пучках фазових сингулярностей. Для задач оптичної обробки інформації особливо важливо позбутися такого руйнівного пошкодження оптичного сигналу. З іншого боку виявлено, що не завжди можна використовувати оптичні фазові сингулярності як "оптичні мітки" поля.
- підтверджено, що завдяки селективним властивостям резонатора на базі інтерферометру Саньяка можливе використання оптичних елементів високої якості для стабільної генерації основної моди.

Положення, що виносяться на захист

1. Встановлено загальний сценарій народження, еволюції та анігіляції ДХФ в попередньо гладких лазерних пучках, що пройшли Гаусові лінзи. ДХФ розташовані на замкнених орбітах, їх топологічні властивості цілком обумовлені типом лінзи, що якісно та кількісно підтверджується експериментальними даними само-впливу лазерного випромінювання у фоторефрактивних кристалах та синтезованих голограмах.
2. "Оптичне пошкодження" лазерного випромінювання TEM_{00} моди у фоторефрактивному кристалі $LiNbO_3:Fe$ супроводжується появою ДХФ: двох обмежених крайових ДХФ, які народжують квадруполь оптичних вихорів.
3. Для прогнозування появи ДХФ у лазерному випромінюванні та їх локалізації у просторі правомірне застосування методів геометричної оптики.
4. Резонатор на базі інтерферометра Саньяка має більш високі селективні властивості порівняно з лінійним резонатором, завдяки виникненню "м'якої" діафрагми при інтерференції зустрічних хвиль з різною поперечною структурою. При застосуванні Гаусових лінз всередині інтерферометра

Саньяка з'являється можливість змінювати параметри резонатора (його кутуво селективність) у широких межах.

Вірогідність наукових результатів забезпечена використанням достовірних методів обчислювальної математики; якісним та кількісним підтвердженням з експериментальними спостереженнями само- (де) фокусування лазерного випромінювання у фоторефрактивних кристалах, синтезованих голограмах та резонаторах - інтерферометрах; вибором моделі Гаусових лінз, що наводяться під дією лазерного випромінювання з урахуванням теоретичних та експериментальних досліджень інших науковців.

Особистий внесок автора у виконану роботу полягає у:

- активній участі у виборі фізичної моделі досліджуваних явищ;
- проведенні всіх розрахунків;
- інтерпретації та порівнянні результатів розрахунків з експериментальними спостереженнями;
- написанні статей, що лягли в основу дисертаційної роботи;
- представленні результатів роботи на наукових конференціях.

Апробація роботи. Матеріали дисертаційної роботи доповідались та обговорювались на семінарах, конференціях Інституту фізики НАН України та:

1. 7-th International Conference "Laser Optics", St.-Petersburg, Russia, 1993;
2. 2-nd International Conference "Correlation and Coherent Optics", Chernivtsi, Ukraine, 1995;
3. 2-nd International Conference "Photorefractive Materials, Effects and Devices", Aspen Lodge Ranch Resort, Estes Park, Colorado, Usa, 1995;
4. 8-th International Conference "Laser Optics", St.-Petersburg, Russia, 1995;
5. 2-nd International Workshop "Nondestructive Optical Testing", Ukraine, 1995;
6. 3-d International Aalborg Summer School on Nonlinear Optics, Denmark, 1995
7. International Conference on New Technologies in the Humanities and Fourth International Conference on Optics within Life Sciences (OWLS IV), Munster, Germany, 1996
8. PIERS'96, Innsbruck, Austria, 1996.
9. CLEO/Europe'96, Hamburg, Germany, 1996.

Публікації. За матеріалами дисертації опубліковано 9 друкованих праць, список яких наведений в авторефераті.

ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі міститься обґрунтування актуальності проведених в дисертаційній роботі досліджень, сформульовано мету роботи, визначено наукову новітність, а також викладено положення, що виносяться на захист.

Перший розділ присвячено огляду літератури з питань сингулярної оптики - спостережень ДХФ, аналізу їх властивостей, методів отримання, загальні закономірності. Приведено огляд літератури з питань спостереження оптичних сингулярностей у лазерних пучках після їх проходження через фоторефрактивні кристали (внаслідок оптичного пошкодження) та за іншими оптичними об'єктами. Наведено аналіз явищ, що відбуваються у фоторефрактивних кристалах під дією лазерного випромінювання.

У другому розділі наводяться результати теоретичного вивчення процесу формування оптичних сингулярностей у попередньо гладкому лазерному випромінюванні після проходження через фоторефрактивний кристал $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. При опроміненні кристала лазерним пучком з Гаусовим розподілом амплітуди $U(r)=A_0 \exp(-r^2/r_0^2)$, де $r^2=x^2+y^2$, r_0 - радіус перешийка пучка, збуджені фотоелектрони перерозподіляються в об'ємі кристалу, створюється електричне поле, що утворює зміну показника заломлення внаслідок електрооптичного ефекту [4]. Зміна показника заломлення для світла, що поляризоване вздовж C-вісі (паралельно вісі x, Рис.1) має вигляд:

$$\Delta n(x,y) = \alpha/r^2 \{ (1 - \exp(-r^2)) (1 - 2(x/r)^2) + 2(x^2 + Qxr) \exp(-r^2) \}, \quad (1)$$

де α - коефіцієнт, що залежить від параметрів кристалу; поперечні координати нормовані на r_0 , Q - параметр асиметрії лінзи, що зумовлений типом нелінійного відгука: $Q=0$ для чисто локального відгуку, $Q>0$ якщо присутній нелокальний відгук. Залежність $\Delta n(x,y)$ має мінімум в центрі (розсіююча лінза) та бокові максимуми (фокусуєчі лінзи) (а), що відрізняються за величиною для випадку асиметричної лінзи ($Q=2, 6$). Кристал $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ товщиною d був розміщений у перешийку лазерного пучка з хвилевим числом k , для реальних величин наведеного Δn кристал діє як тонкий фазовий транспарант з коефіцієнтом пропускання

$$T(x,y) = \exp(i\Delta\varphi) = \exp(-i kd \Delta n(x,y)). \quad (2)$$

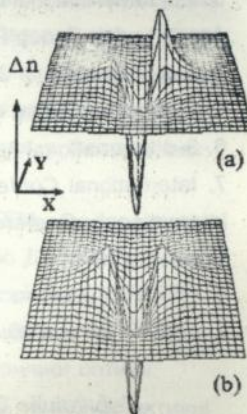


Рис. 1.

Розподіл поля в дальній зоні визначається перетворенням Фур'є:

$$U(\omega_1, \omega_2) = \iint dx dy U(x, y) T(x, y) \exp(-i\omega_1 x - i\omega_2 y). \quad (3)$$

Поле в площині z за кристалом визначається перетворенням Френеля :

$$U(x, y, z) = \frac{z_R e^{ikz}}{iz} \iint dx' dy' U(x', y') T(x', y') \exp\left(\frac{iz_R}{z} [(x-x')^2 + (y-y')^2]\right). \quad (4)$$

$z_R = \pi r_0^2 / \lambda$ - довжина Релея лазерного пучка, λ - довжина хвилі.

У чисельних розрахунках параметри кристалу та пучка були узгоджені з параметрами реальних експериментальних вимірювань. На рис.2 показано розподіл поля в дальній зоні (негатив) в залежності від сили лінзи - параметру $\Delta\varphi_m = \Delta\varphi(0,0)$ при $Q=0$. Спочатку ($\Delta\varphi_m < 0.8\pi$) пучок збільшується вздовж C -вісі і всередині пучка з'являється провал інтенсивності (а), всередині якого при $\Delta\varphi_m = 1.6\pi$ перпендикулярно вісі C з'являється два додаткові максимуми (б). Між максимумами утворюються мінімуми інтенсивності, де і з'являються потім ДХФ, коли інтенсивність досягає нуля. Аналіз розподілу інтенсивності пучка не дозволяє розкрити процес появи дислокацій. Для цього треба було дослідити структуру дійсної та уявної частин поля тому, що коли вони одночасно стають рівними нулю, у цьому місці розташована ДХФ. На Рис.3 зображені мапи ліній дійсної $\text{Re}\{U(x,y)\}=0$ (суцільні лінії) та уявної $\text{Im}\{U(x,y)\}=0$ (штрихові) частин поля, що зсунуті по фазі на π між собою та відповідно на $\pi/2$ між сусідніми лініями $\text{Re}\{U(x,y)\}=0$ та $\text{Im}\{U(x,y)\}=0$.

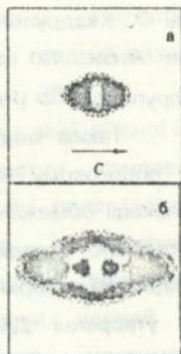


Рис. 2.



Рис. 3 Мапа ізоліній фази поля в дальній зоні при різних значеннях $\Delta\varphi_m$

При малих $\Delta\varphi_m$ лінії рівної фази формують майже концентричні кільця. Збільшення сили лінзи деформує кільця (Рис.3а). При $\Delta\varphi_m = 1.6\pi$ лінії $\text{Re}\{U\}=0$

і $\text{Im}\{U\}=0$ торкнулись двома сегментами (Рис.3б), утворюючи дві обмежені крайові ДХФ перпендикулярно вісі S . Мале збільшення сили лінзи ($\Delta\varphi_m=1.62\pi$) призводить до перетину нульових ліній в чотирьох точках, що відповідає утворенню квадруполя гвинтових дислокацій (Рис.3в). Фрагмент мали ізоліній (Рис.3д) визначає знак ДХФ за поворотом фази в сторону збільшення: - від'ємний в точці O_2 та проти годинникової стрілки - додатний в точці O_1 . Квадруполь гвинтових дислокацій збільшує розміри при збільшенні сили лінзи. По тому ж сценарію при $\Delta\varphi_m=2.28\pi$ формується новий квадруполь ДХФ (Рис.3г), вкладений в перший - окуполь гвинтових ДХФ.

Таким чином процес утворення ДХФ складається з двох стадій: 1) при пороговому значенні сили лінзи в дальній зоні виникають крайові дислокації обмеженої довжини; 2) крайові дислокації розпадаються на пари протилежно заряджених гвинтових дислокацій з одиничним топологічним зарядом та утворюють квадруполь гвинтових дислокацій. Цей сценарій діє при утворенні ДХФ вищих порядків. У роботі [3] експериментально підтверджено вище поданий сценарій народження квадруполя гвинтових дислокацій при само-дефокусуванні попередньо гладкого лазерного випромінювання основної моди після фоторефрактивного кристала $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$.

У третьому розділі наводяться результати аналізу народження, розвитку та анігіляції оптичних вихорів у попередньо гладких лазерних пучках після проходження фазових об'єктів з Гаусовим профілем пропускання - Гаусових лінз (ГЛ). Це найбільш проста схема утворення ДХФ у оптичному випромінненні. Моделі ГЛ відповідає реальна фізична ситуація, коли у оптичному об'єкті наведена зміна показника заломлення, пропорційна інтенсивності опромінюючого лазерного пучка. Можуть реалізуватись два випадки: 1) стигматична (аксіально-симетрична) ГЛ, з умов симетрії витікає можливість народження тільки крайових кільцевих ДХФ, які спостерігається у експериментах з рідкокристалічними комірками [5] та напівпровідниковими кристалами карбіду кремнію (додатні лінзи) та сульфїду кадмію (від'ємні) [6]; 2) астигматична ГЛ з порушеною аксіальною симетрією, що спостерігається в експериментах з фоторефрактивними кристалами SBN, цифровими голограмами та в парах натрію [7].

Коефіцієнт пропускання тонкої Гаусової лінзи визначається:

$$T(x,y)=\exp\{-i\varphi \exp\{-(x^2+y^2/a^2)/w_0^2\}\} \quad (5)$$

тут w_0 - напівширина Гаусової лінзи, яка в загальному випадку не співпадає з розміром пучка r_0 , α - коефіцієнт астигматизму. Термінологія класичних лінз не зовсім придатна для класифікації ГЛ, які є складними оптичними системами, мають переважно фокусуєчі ($\varphi < 0$) чи розсіюєчі ($\varphi > 0$) якості у центрі, та, відповідно, суттєвий вклад розсіяння та фокусування на периферії пучка.

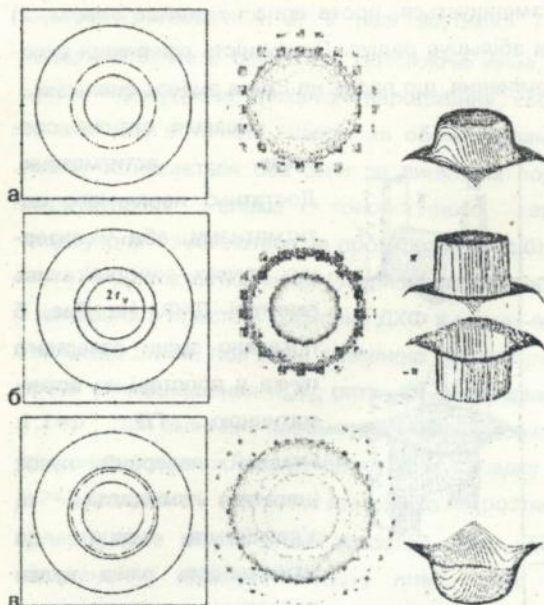


Рис.4. а) $z=0.2 z_R$, б) $z=0.27 z_R$, в) $z=0.3 z_R$
 $\alpha=1$, $\varphi=-2\pi$.

Розглянемо дію фокусуєчої стигматичної лінзи на гладкий лазерний пучок (Рис.4, мапи нульових ліній дійсної і уявної частин комплексної амплітуди поля (зліва) та картина поперечного розподілу інтенсивності (всередині, чорний колір відповідає максимальній інтенсивності, білий - нулю, градації сірого - проміжні значення інтенсивності) і фази поля лазерного пучка (зправа) за ГЛ на різних відстанях при параметрах

- У центрі пучок фокусується, розподіл фази стає плоским; на крилах ($r \approx r_0$) в розподілі фази формується складка (Рис.4а).

- Навколо сфокусованої плями з'являються світле (r_0) та темне кільця (Рис.4б). В розподілі фази мають місце якісні зміни: при r_0 - фаза стрибком змінюється з $+\pi$ на $-\pi$, інтенсивність мінімуму точно рівна нулю, співпадають лінії $\text{Re}\{U(x,y)\}=0$ та $\text{Im}\{U(x,y)\}=0$. Утворилась крайова кільцева ДХФ. Виявлено, що крайова кільцева ДХФ існує в одній площині.

- Іntenсивність мінімуму збільшується, а розподіл фази гладшає (Рис.4в).

За тим же сценарієм з'являються і наступні крайові кільцеві ДХФ.

Визначено, що процес утворення крайової кільцевої ДХФ не має порогового значення параметрів ГЛ та пучка (оптичної сили, співвідношення радіусів лінзи та пучка, кривизни лазерного пучка): при зміні параметрів

мають місце кількісні зміни розмірів та розташування ДХФ у просторі. При збільшенні φ крайова кільцева ДХФ наближається до площини ГЛ та зменшується її радіус і навпаки. При $w_0 \neq r_0$ кількісні зміни розташування крайової кільцевої ДХФ пояснюються розбалансуванням внеску розсіюючої та фокусуєючої частин ГЛ: 1) $w_0/r_0 < 1$ збільшується внесок "периферійної" компоненти ГЛ, радіус ДХФ зменшується, проте вона не зникає зовсім; 2) $w_0/r_0 > 1$ - ДХФ віддаляється та збільшує радіус. Присутність сферичної складової хвильового фронту випромінювання, що падає на ГЛ не змінює сценарію.

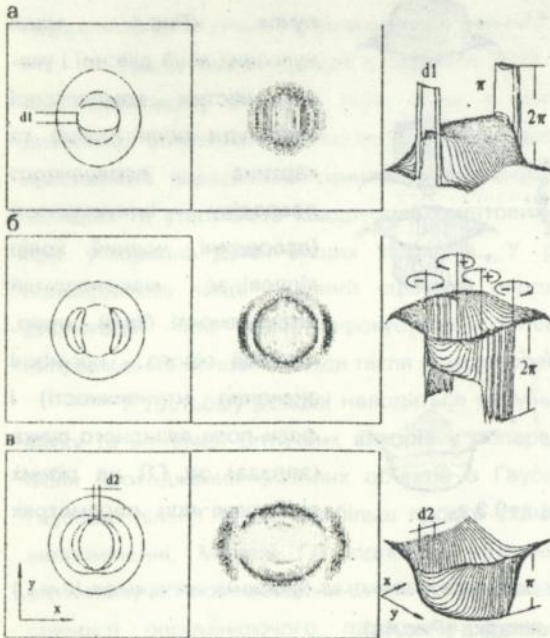


Рис.5. а) $z=0.228 z_R$; б) $z=0.24 z_R$; в) $z=0.29 z_R$.

Реальні оптичні системи - астигматичні. Достатньо невеликого астигматизму, аби у лазерних пучках спостерігались гвинтові ДХФ. На Рис. 5 показано зміни лазерного пучка у просторі за астигматичною ГЛ, $\alpha=1.1$. Гладкий лазерний пучок (негатив) змінюється та з'являються місця, де інтенсивність рівна нулю: всередині вертикально витягнутого пучка з'являються дві вертикальні білі смуги (Рис. 5а); які розпадаються на чотири білі крапки (Рис. 5б); що

зливаються у дві горизонтальні білі смуги (Рис. 5в).

Змінам інтенсивності лазерного пучка відповідають етапи існування ДХФ:

- поява двох обмежених крайових ДХФ (нульові лінії торкаються на двох ділянках довжиною $d1$ перпендикулярно "короткій вісі" x (Рис. 5а));
- кожна крайова дислокація розпадається на дві протилежно заряджені гвинтові ДХФ (оптичні вихорі) : нульві лінії перетинаються в 4-х точках, утворюючи квадруполь гвинтових ДХФ з сумарним нульовим топологічним зарядом. Топологічний заряд кожної гвинтової дислокації - одиниця;

-пари гвинтових ДХФ анігілюють у обмежені краєві ДХФ: нульові лінії торкаються на відрізках $d/2$ вздовж вісі y (Рис. 5в).

Таким чином, у лазерному пучку за астигматичною ГЛ існують оптичні сингулярності, що розташовані у просторі на замкненій кривій.

Формально різниця поміж додатною та від'ємною ГЛ полягає у знаку параметра ГЛ ϕ . У разі від'ємної ГЛ на лазерний пучок в центрі діє розсіююча лінза, а по краям - фокусує. Механізм народження, еволюції та анігіляції оптичних вихорів за обома типами ГЛ якісно залишається без змін за винятком порядку жеребкування знаків топологічного заряду квадруполя - змінюються на протилежні (Рис.6).

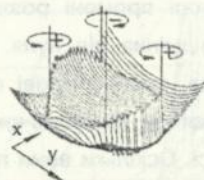


Рис. 6.

Для астигматичної ГЛ дійсні особливості стигматичної ГЛ, а саме:

- існування в просторі крайових ДХФ в межах одного хвильового фронту;
- кількісні зміни, пов'язані зі зміною параметрів Гаусової лінзи та Гаусового пучка: співвідношення w_0/r_0 , оптичної сили, кривизни хвильового фронту.

При зміні цих параметрів можливо розтягувати чи звужувати область існування оптичних сингулярностей. У випадку великого астигматизму лінзи ($\alpha > 4$) квадруполь оптичних вихорів дуже розтягнутий у просторі і анігілює в області дуже малих інтенсивностей. Так, для дуже астигматичної лінзи, наведеної у кристалі ніобату літій, існує квазистабільний квадруполь оптичних вихорів. Для лінзи з малим астигматизмом у випадку кристалу SBN та параметрів реальних експериментів реалізується весь цикл народження, еволюції та анігіляції ДХФ.

У четвертому розділі наведені результати геометрооптичного аналізу появи ДХФ у лазерних пучках, сформульовані умови утворення ДХФ для хвильового фронту довільної структури.

У попередніх розділах наведено аналіз інтегральних перетворень Френеля та Фур'є (3,4) для локалізації ДХФ за допомогою чисельних методів. Це - складна проблема, яка потребує прискіпливих розрахунків при зміні багатьох параметрів. Існує імовірність того, що можливо пропустити шукане явище за рахунок недостатньої дискретизації кроку інтегрування, тощо. Ця методика лише фіксує існування ДХФ (розривів хвильового фронту), не пояснюючи причин їх утворення у гладкому хвильовому фронті. Необхідно розробити більш просту та чутливу методику попереднього аналізу довільного оптичного пучка на можливість появи ДХФ: вони можуть не утворюватися взагалі.

Аналіз довільного хвильового фронту треба починати з таких міркувань. Гладкий хвильовий фронт можна представити сумою парціальних плоских хвиль, що розповсюджуються у просторі. В термінах геометричної оптики це означає розповсюдження променів, які мають елементарні об'єми Френеля [7]. Так, у випадку розповсюдження сферичної хвилі у вільному просторі промені розходяться, загальна інтенсивність пучка зменшується, але відмінна від нуля. У такому світловому пучку не з'явиться ДХФ. Інша справа, коли світлові промені перетинаються. Найбільше просто це реалізується за фокусуною ідеальною лінзою - всі промені перетинаються у фокусі. Оскільки вони приходять сюди зфазовані, інтенсивність світла інтерференційно складається, прямуючи до нескінченності. Ми досліджуємо протилежне явище - утворення точного нуля інтенсивності, коли промені, що перетинаються, при певному співвідношенні амплітуд і фаз інтерференційно гасяться. Це і є причиною появи ДХФ у вільному просторі, де відсутнє поглинання і причиною прямування інтенсивності поля до нуля може бути тільки деструктивна інтерференція декількох парціальних хвиль.

Геометрична оптика описує розповсюдження світлового пучка з амплітудою $A_0(\xi, \eta)$ та фазою $\psi_0(\xi, \eta)$ в точці (ξ, η) як сукупність променів з просторовими координатами: $x = \xi + r_\xi^0 \sigma$, $y = \eta + r_\eta^0 \sigma$, $z = r_z^0 \sigma$, (8)

де $r_\xi^0 = \partial \psi_0 / \partial \xi$, $r_\eta^0 = \partial \psi_0 / \partial \eta$, $r_z^0 = (1 - (r_\xi^0)^2 - (r_\eta^0)^2)^{1/2}$, $\sigma = ((x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2)^{1/2}$ - довжина від початку променя. Комплексна амплітуда поля вздовж променя:

$$u(\xi, \eta, \sigma) = A_0(\xi, \eta) / \sqrt{J} \exp\{i[\kappa \sigma + \psi_0(\xi, \eta)]\}, \quad (9)$$

де $J = D(\sigma)/D(0)$ - розбіжність променя, $D(\sigma) = \partial(x, y, z) / \partial(\xi, \eta, \sigma)$ - якобіан переходу від декартових координат до променевих.

Добре відомо, що у просторі при розповсюдженні променів з'являються каустики, які і поділяють простір на частини, де декілька променів перетинаються чи не перетинаються взагалі. Тому необхідною умовою перетинання променів, і відповідно, утворення ДХФ є існування дійсних каустик. Каустики знаходять з умови $J = 0$, за нею $J < 0$, що відповідає додатковому зсуву фази променя на каустиці $-\pi/2$ при кожному дотику. Видалимо типи хвильових фронтів, що не можуть утворити ДХФ: за ними не утворюється каустика.

Для довільного хвильового фронту розроблено методику знаходження ДХФ: 1. визначити існування каустики за фазовим об'єктом та кількість променів v , що перетинаються у просторі:

$$x(\xi_i, \eta_i) = x(\xi_j, \eta_j), \quad y(\xi_i, \eta_i) = y(\xi_j, \eta_j), \quad z(\xi_i, \eta_i) = z(\xi_j, \eta_j), \quad i, j = 1, 2, \dots, v; \quad i \neq j, \quad (10)$$

II. знайти промені, результатом інтерференції яких є одночасна рівність нулю дійсної та уявної частин поля, що є достатньою умовою появи ДХФ:

$$\operatorname{Re}(\sum U(\xi_i, \eta_i, \sigma_i)) = \operatorname{Im}(\sum U(\xi_i, \eta_i, \sigma_i)) = 0. \quad (11)$$

Цей підхід було застосовано до вивчення утворення ДХФ у лазерних пучках за ГЛ з коефіцієнтом пропускання (5). На Рис. 7 наведено вигляд променів за стигматичною розсіюючою ГЛ. Видно, що в центрі ГЛ є розсіюючою, а на крилах - фокусуючою. За ГЛ утворюється каустика типу клюву, всередині якої в кожній точці перетинаються три променя. При виконанні достатньої умови знаходимо координати ДХФ. ДХФ не можуть утворитися ближче, ніж розташований

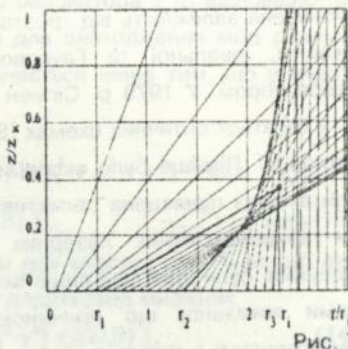


Рис. 7.

клюв каустики. В силу аксіальної симетрії задачі геометричне місце точок існування ДХФ є кільцем радіусом r_1 у площині z_1 (Рис.8, нижнє кільце). Виключаючи це кільце, умови народження ДХФ у просторі не виконуються. Підтвердилися висновки гл.3 щодо залежності розмірів та розташування крайової кільцевої ДХФ від параметрів ГЛ. При збільшенні w_0/r_0 кільцева крайова ДХФ збільшується та віддаляється (Рис.8, верхнє кільце r_2, z_2).

За астигматичною ГЛ (наприклад, $\alpha=1.1$, $w_0/r_0 = 1$, $\varphi=2\pi$) геометричне місце утворення ДХФ має більш складну форму. ДХФ утворюються у площині кільцевої крайової ДХФ z_1 , для якої $w_0/r_0 = 1$ на невеликих сегментах вздовж осі x та анігілюють у площині кільцевої крайової ДХФ z_2 , для якої $w_0/r_0 = 1.1$ на невеликих сегментах вздовж осі y . У проміжку $z_2 - z_1$ ДХФ існують у вигляді квадруполя точкових ДХФ, які можуть бути тільки гвинтовими ДХФ. За астигматичною ГЛ у просторі існують ДХФ на замкненій кривій у вигляді деформованого неперервного кільця.

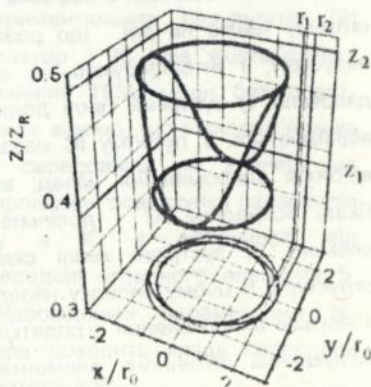


Рис.8.

При зміні параметрів ГЛ та Гаусового пучка можливо керувати розташуванням ДХФ у просторі. Це важливо для різних прикладних застосувань лазерних пучків з ДХФ, причому як для тих, де потрібно позбутися їх, так і для тих, що використовують ці властивості.

У п'ятому розділі визначена структура поля та втрати TEM_0 та TEM_1 мод у резонаторі з інтерферометром Саньяка (ІС) з плоскими дзеркалами, визначена залежність від розташування всередині резонатора жорсткої діафрагми, ідеальної та Гаусової лінзи. Проведено порівняння з лінійним резонатором. У 1973 р. Сігмен запропонував використовувати резонатор з ІС у багатьох оптичних схемах [8], які базуються на антирезонансних властивостях ІС. Пізніше було експериментально показано, що такому резонатору притаманна підвищена селективність по відношенню до поперечної структури випромінюваних лазерних пучків. Проте аналіз цих особливостей відсутній, були зроблені лише якісні оцінки [9].

Нами показано, що причиною такої підвищеної селективності є двохпроменева інтерференція пучків з відмінною поперечною структурою. Резонатор з ІС утворюється вихідним дзеркалом 1, напівпрозорим дзеркалом 2 (коефіцієнт відбиття r , пропускання - t : 50-50, у загальному випадку - довільні) та глухими дзеркалами 3 та 4 (Рис. 9). Всередині резонатора

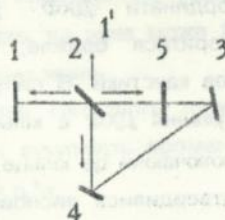


Рис. 9.

розташований оптичний елемент 5. Повна довжина резонатора складається з відрізків 1-2-3-4-2-1 і є L , відстань від вихідного дзеркала до оптичного елемента складається з відрізків 1-2-5 і є l . Напівпрозоре дзеркало 2 ділить оптичну хвилю на дві, що розповсюджуються по кільцю (дзеркала 2,3,4) назустріч, і інтерферують на дзеркалі 2. У зворотньому напрямку (до дзеркала 1) зустрічні хвилі додаються, а в напрямку 1' ("друге плече") - віднімаються. У пустому ІС незалежно від довжини хвилі має місце 100% відбиття випромінювання назад, відсутнє випромінювання у додаткове плече. Якщо всередину ІС у довільне місце встановити додатковий оптичний елемент 5, зустрічні хвилі складуться на дзеркалі 2, маючи відмінну структуру. В цьому випадку назад буде відбито вже не 100% випромінювання, з'явиться випромінювання у додаткове плече резонатора. Єдине виключення - розміщення оптичного елемента точно посередині ІС, такий резонатор еквівалентний лінійному резонатору (ЛР) з оптичним елементом на глухому дзеркалі та довжиною $L/2$.

Коли відома ABCD-матриця обходу резонатора з ІС в одному напрямку, то інтегральне рівняння для знаходження мод резонатора з ІС на дзеркалі 1:

$$ru(x,y) = \frac{e^{ikL}}{i\lambda B} \iint dx_1 dy_1 u(x_1, y_1) \exp\left\{\frac{i\pi}{2\lambda B} [(A+D)(x_1^2 + y_1^2 + x^2 + y^2) - 4(xx_1 + yy_1)]\right\} \cdot \cos\left\{(A-D)(x_1^2 + y_1^2 - x^2 - y^2) \frac{\pi}{2\lambda B}\right\}. \quad (12)$$

Тут (x, y) і (x_1, y_1) координати на вході і виході резонатора з ІС відповідно, r -власне число. Щодо інтегрального рівняння для знаходження мод резонатора з ІС у додаткове плече, то воно відрізняється лише тим, що у виразі (12) "cos" треба замінити на "sin":

$$ru(x,y) = \frac{e^{ikL}}{i\lambda B} \iint dx_1 dy_1 u(x_1, y_1) \exp\left\{\frac{i\pi}{2\lambda B} [(A+D)(x_1^2 + y_1^2 + x^2 + y^2) - 4(xx_1 + yy_1)]\right\} \cdot \sin\left\{(A-D)(x_1^2 + y_1^2 - x^2 - y^2) \frac{\pi}{2\lambda B}\right\}. \quad (13)$$

Порівняння рівняння (12) з рівнянням для власних мод лінійного резонатора показує, що завдяки ІС з'являється додатковий множник

$$T(x, y, x_1, y_1) = \cos\left\{(A-D)(x_1^2 + y_1^2 - x^2 - y^2) \frac{\pi}{2\lambda B}\right\}, \quad (14)$$

який дорівнює одиниці, коли $A=D$. Таким чином, резонатор з ІС можливо представити у вигляді еквівалентного лінійного резонатора, всередині якого розташований додатковий елемент - "м'яка" діафрагма, прозорість якої (14) залежить від поперечних координат: одиниця в точці (x, y) і модульована з високою частотою на периферії (Рис.10, залежність $T(x, x_1)$ для полосового резонатора з ІС для різних положень лінзи $l/L, f/L=1$, число Френеля $N_f=1$). В загальному випадку інтегральне рівняння поля (12) не має аналітичного рішення, доводиться розв'язувати його чисельними методами.

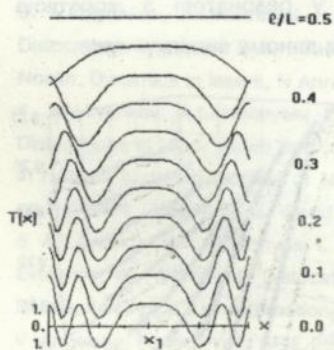


Рис. 10.

З експериментальних результатів [9] відомо, що резонатор з ІС має якість стійкої генерації випромінення TEM_0 моди без додаткової селекції. Також відомо, що відносно низька якість активного середовища не впливає на генерацію. Були проведені розрахунки параметрів мод резонатору з ІС в залежності від розташування всередині оптичного елементу 5. Порівняння з відповідними параметрами лінійного резонатора доводить кращі селективні властивості резонатора з ІС.

Резонатор з ІС та жорсткою діафрагмою всередині. З рис. 11 видно співвідношення дифракційних втрат резонатора з ІС та лінійного (криві 1, 2 відповідають дифракційним втратам TEM_0 мод ЛР та резонатора з ІС, криві 3,4 - втратам TEM_1 мод резонаторів, відповідно, число Френеля $N_F=3$). Коли діафрагма знаходиться в центрі резонатора з ІС ($l/L=0.5$), він стає еквівалентним ЛР, і втрати резонаторів однакові. При зсуві діафрагми від центру ІС втрати монотонно зростають. Важливо підкреслити, що втрати резонатора з ІС обумовлені не тільки дифракцією на обмежувчій апертурі, але і випромінненням у друге плече ІС, яке "відкривається" при цьому.

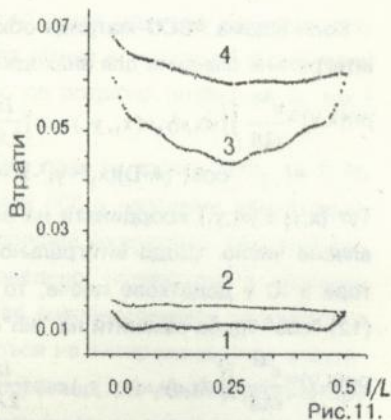


Рис.11.

Щодо лінійного резонатора, то його втрати теж залежать від положення діафрагми. Так, втрати TEM_0 моди зменшуються при цьому на 30%.

Резонатор з ІС та Гаусовою лінзою. Актуальні дослідження впливу середовища, яке моделюється ГЛ, на роботу резонатора з ІС (Рис.12 залежність різниці дифракційних втрат мод TEM_1 та TEM_0 полосового резонатора з ІС відносно положення (l/L) та сили ГЛ ϕ). Особливо важливо знати вплив дислокацій хвильового фронту, що утворюються за ГЛ у випадку, коли вони з'являються на вихідному дзеркалі резонатора: сила гаусової лінзи $\phi=2\pi$ та число Френеля $N_F=1$. Якщо у резонаторі з жорсткою діафрагмою втрати змінювались на 5 - 10 %, то в даному випадку - уже в 10 разів. Були проведені аналогічні модельні розрахунки і для ЛР з Гаусовою лінзою всередині. В цьому випадку має місце різке зменшення втрат та сильна конкуренція мод. Таким чином, можливо керувати величиною втрат резонатора з ІС у широких межах та впевнено виділяти в генерацію основну моду.

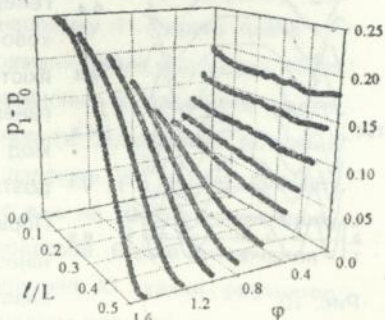


Рис. 12.

В заключній частині сформульовані основні результати і висновки дисертаційної роботи:

1. Доведено інтерференційну появу ДХФ у довільних світлових пучках.
2. Застосовано методи геометричної оптики для з'ясування типу та величини фазової неоднорідності, яка призводить до виникнення ДХФ. Попередньо локалізовано ДХФ у початково гладких лазерних пучках.
3. Досліджено сценарій утворення ДХФ у лазерних пучках після їх проходження через фоторефрактивні кристали (само- (де-) фокусування).
4. Застосовано модель Гаусових лінз, що пояснює ефекти самовпливу лазерного випромінення. Вивчено сценарій народження "елементарних" ДХФ.
5. Характеристики утворених ДХФ повністю визначаються типом ГЛ.
6. Теоретично доведено більші селективні властивості резонатора на базі інтерферометра Саньяка порівняно з лінійним інтерферометром (для різних оптичних елементів всередині резонатору).
7. Показано, на прикладі Гаусової лінзи, що неідеальність лінзи покращує селективні властивості резонатора з ІС.

Основні результати дисертації опубліковано в роботах:

1. A.V.Ilyenkov, A.I.Khizhnyak, L.V.Kreminskaya, M.S.Soskin and M.V.Vasnetsov, "Birth and Evolution of Wavefront Dislocations in a Laser Beam Passed through Photorefractive $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ Crystal", Applied Physics B, 62, 465-471 (1996).
2. A.V.Ilyenkov, A.I.Khizhnyak, L.V.Kreminskaya, M.S.Soskin, M.V.Vasnetsov, "Self-action in Photorefractive Crystals as a Source of Phase Singularities", in Nonl. Optics of Liquid and Photorefractive Crystals, G.Climusheva, Ed., Proc. SPIE 2795, 164-171 (1995);
3. A.V.Ilyenkov, A.I.Khizhnyak, L.V.Kreminskaya, M.S.Soskin, M.V.Vasnetsov, "Wavefront Dislocations in a Laser Beam Passed through Photorefractive Crystals", in Laser Optics'95: Nonlin. Dynamics in lasers, N.Abracham, Ya.Khanin, Ed., Proc. SPIE 2792, 196-202 (1995);
4. A.V.Ilyenkov, A.I.Khizhnyak, L.V.Kreminskaya, M.S.Soskin, M.V.Vasnetsov, "Wavefront Dislocations in Laser Beam due to 'Optical Damage' in Photorefractive $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ Crystal", in Notions and Perspectives of Nonlinear Optics, Ole Keller (ed.), (World Scientific Series on Nonlinear Optics, vol. 3, World Scientific, 1996), p. 624-630;
5. A.V.Ilyenkov, A. I. Khizhnyak, L. V. Kreminskaya, M. S. Soskin, M.V. Vasnetsov, "Birth and Evolution of Wavefront Dislocations in Laser Beam passed through Photorefractive $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ Crystal", in International Conference on Holography and Correlation Optics, Oleg V. Angelsky, Editor, Proc. SPIE 2647, 43-47 (1995);
6. Креминская Л.В., Хижняк А.И., "Потери резонатора с интерферометром Саньяка" "Оптика лазеров"93", С.-Петербург, 1993, Сборник тезисов, т.1, с. 286;

7. A.I. Khizhnyak, L. V. Kreminskaya, M. S. Soskin, "Numerical modeling of Birth and Evolution of Phase Singularities in Laser Beams by Action in Different Diffusers", Technical Digest of 'Photorefractive Materials, Effects and Devices', Aspen Lodge Ranch Resort, Estes Park, Colorado, Usa, June 11-14, 1995, p. 448-449;
8. A.I. Khizhnyak, L.V. Kreminskaya, M.S. Soskin, "Transformations of Beam Wavefront Passing Through Inhomogeneous Phase Mask Leading to Phase Singularities Birth", PIERS'96, 8-12 July 1996, Innsbruck, Austria, Technical Digest, p.529;
9. A.B. Golovin, A.I. Khizhnyak, L.V. Kreminskaya, "Diffraction Excitation of TEM₀₀ Mode of Solid State Ring Laser", in Technical Digest of CLEO/Europe'96, Hamburg, Germany 8-13 September, 1996, p.168.

Література, що цитувалась

1. J. Nye, M.V. Berry, *Proc. Roy. Soc. London*, A336 (1974), 165-190.
2. Н.Б. Баранова, Б.Я. Зельдович, *ЖЭТФ*, т.80 (1981), вып.5, 1789-1797.
3. M.V. Vashnetsov, A.V. Ilyenkov, M.S. Soskin, in *Technical Digest of 5th European Quantum Electronics Conference (Amsterdam 1994)* 109.
4. В.В. Обуховский, *Укр. физ. журн.* 27 344 (1982)
5. Б.Я. Зельдович, Н.В. Табириян, *ЖЭТФ*, 79, в. 6 (1980), 2388-2397.
6. А.А. Борщ, М.С. Бродин, Н.Н. Крупа, *Квант. эл.*, т.8, N5, 1095-1100 (1978).
7. Ю.А. Кравцов, Ю.И. Орлов, "Геометрическая оптика неоднородных сред", М.: Наука 1980, 304 с.
8. A.E. Siegman, *IEEE J. Quantum Electronics*, QE-9, 1973, 247-250.
9. В. Безродный, В.И. Прохоренко, Е.А. Тихонов, М.Т. Шпак, Д.Я. Яцкив. Лазеры УКИ на основе интерферометра Саньяка. *Квант. электроника*, изд-во "Наукова думка", Киев, вып. 35, 1988, 6-13.

L.V. Kreminskaya, Singular laser beams in free space and resonators.

Thesis for Candidate of Science Degree in Physics and Mathematics.

01.04.05 -Optics and Laser Physics, Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kiev, 1997.

It was investigated scenario of optical singularities formation in initially smooth laser beams, passed through photorefractive crystals with induced (de-) focusing lens. The interference nature of optical singularities is proved. The methods of geometrical optics were used to localise space position of optical singularities. The "elementary" optical singularities are born after Gaussian lenses. It was shown better selective properties of resonator with Sagnac interferometer (as compared with linear): the interference of counterpropagating waves leads to additional selective properties. The shift of resonator elements essentially changes parameters of laser oscillation.

Кремінська Л.В., Лазерні пучки з сингулярностями в вільному просторі та резонаторах.

Дисертація на соискание ученої ступені кандидата фізико-математических наук по спеціальності 01.04.05 - оптика і лазерна фізика, Інститут фізики, Національної Академії Наук України, Київ, 1997.

В роботі проведені дослідження сценаріїв формування оптичних сингулярностей хвильового фронту в початково гладких лазерних пучках, що пройшли через фоторефрактивні кристали з наведеними (де-) фокусами - лінзами. Доведено інтерференційну природу формування оптичних сингулярностей. Застосовано методи геометричної оптики для локалізації в просторі оптичних сингулярностей. Досліджено сценарій виникнення "елементарних" оптичних сингулярностей за Гауссовими лінзами. Підтверджено кращі селективні властивості резонаторів на базі інтерферометра Саньяка (порівняно з лінійним): інтерференція зустрічних хвиль призводить до додаткової селекції випромінювання. Зміщуючи внутрірезонаторні елементи можна суттєво змінювати параметри випромінювання.

Ключові слова: крайові, гвинтові дислокації хвильового фронту, Гаусові лінзи, фоторефрактивні кристали, лазерне випромінювання, дифракційні втрати.

КРЕМІНСЬКА ЛЮБОВ ВОЛОДИМИРІВНА

ЛАЗЕРНІ ПУЧКИ З СИНГУЛЯРНОСТЯМИ
У ВІЛЬНОМУ ПРОСТОРИ ТА РЕЗОНАТОРАХ

Підписано до друку 06.03.97.
Формат паперу 60x84/16
Папір офсетний. Офсетний друк.
Ум.-друк. листів 1.0. Тираж 100. Зак.16:
Безкоштовно

Інститут Фізики НАН України, ВНТІ,
252650, МСП, м. Київ-22, проспект Науки, 46.

435154

БЕЗКОШТОВНО

Ав 37.744