
Софийски университет
„Св. Климент Охридски“



Физически факултет
катедра "Квантова електроника"

СИНГУЛЯРНА И ФЕМТОСЕКУНДНА ФОТОНИКА

*Създаване на светли структури във фокалната равнина,
използвайки фазови сингулярности*

Мая Иванова Жекова

АВТОРЕФЕРАТ

за получаване на образователна и научна степен
"ДОКТОР"

Научен ръководител: проф. дфзн Александър Драйшу

София, 2019 г.

Съдържание

I. УВОД.....	4
II. СТРУКТУРА НА ДИСЕРТАЦИЯТА	4
III. ЛИТЕРАТУРЕН ОБЗОР.....	5
1. ТЪМНИ СНОПОВЕ	5
2. ОПТИЧЕН ВИХЪР	8
3. ПОВЕДЕНИЕ НА ДВОЙКА ОПТИЧНИ ВИХРИ ВЪРХУ СВЕТЪЛ ФОНОВ СНОП.....	10
4. МАТРИЦИ ОТ ОПТИЧНИ ВИХРИ.....	11
5. БЕСЕЛОВИ СНОПОВЕ.....	12
6. ПРИЛОЖЕНИЕ НА ОПТИЧНИ ВИХРИ И БЕСЕЛОВИ СНОПОВЕ	13
7. МЕТОДИ ЗА ИЗМЕРВАНЕ НА ТОПОЛОГИЧНИ ЗАРЯДИ	14
IV. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИ РЕЗУЛТАТИ	17
1. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНАТА УСТАНОВКА И ИЗПОЛЗВАНИ ЕЛЕМЕНТИ.....	17
2. ИЗСЛЕДВАНЕ НА ОСНОВНИТЕ ТИПОВЕ ДИСЛОКАЦИИ И НА БАЗОВИТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	18
3. МАТРИЦИ ОТ ОПТИЧНИ ВИХРИ.....	19
4. ПОЛУЧАВАНЕ НА БЕСЕЛО-ПОДОБНИ СНОПОВЕ ПРИ АНИХИЛИРАНЕ НА ВИСОКО ЗАРЕДЕНИ ОПТИЧНИ ВИХРИ.....	23
5. РЕДУЦИРАНЕ НА ТОПОЛОГИЧНИ ЗАРЯДИ НА СНОПОВЕ, СЪДЪРЖАЩИ ОПТИЧНИ ВИХРИ, ЗА ПОЛУЧАВАНЕ НА БЕСЕЛО-ПОДОБНИ СНОПОВЕ.....	26
6. СРАВНЕНИЕ НА ПОВЕДЕНИЕТО НА ГАУС-БЕСЕЛОВИ СНОПОВЕ ОТ НУЛЕВ И ПЪРВИ ПОРЯДЪК	28
7. ОПИСАНИЕ НА ГАУС-БЕСЕЛОВИ СНОПОВЕ ОТ НУЛЕВ И ПЪРВИ ПОРЯДЪК	29
8. ОБОБЩЕНИЕ НА ПРОВЕДЕНИТЕ ИЗСЛЕДВАНИЯ	30
V. РЕЗУЛТАТИ.....	31
VI. СПИСЪК НА ПУБЛИКАЦИИТЕ, ПО КОИТО Е ИЗГРАДЕНА ДИСЕРТАЦИЯТА	32
VII. ЛИТЕРАТУРА.....	34

Бих искала да изкажа искрени благодарности към моя научен ръководител проф. дфзн Александър Драйшу затова, че ме окуражи преди и по време на докторантурата, за всички ценни съвети и напътствия по време на експериментите, за провежданите дискусии, както и за неизчерпаемото доверие, търпение и вяра в мен по време на цялата ни съвместна работа.

Също така искам да благодаря и на Любомир Стоянов, Николай Димитров, Сузана Топузоски, Георги Малешков, Александър Стефанов както и на всички колеги от катедра “Квантова електроника”, с които съм имала удоволствието да работя преди и по време на подготовка на дисертацията ми.

Не на последно място искам да благодаря на моето семейство за подкрепата им през цялото това време.

I. УВОД

Сингулярната оптика е бързо развиващо се направление във фотониката. Обект на интерес в тази област са оптични снопове с поместени в тях фазови дислокации – едномерни и квази-двумерни тъмни снопове, и най-вече оптични вихри. Първите два се характеризират с линейни π фазови скокове, докато оптичните вихри са единствените известни истински двумерни точкови фазови дислокации със спирален фазов профил.

Основната цел на дисертацията е изследването на методи за промяна на формата и последващото разпространение на оптични снопове в и след фокалната равнина на леща. Формално, тя може да бъде разделена на две части. Първата е посветена основно на снопове, съдържащи множество фазови сингулярности, които анализираме във фокуса на леща. Втората част е посветена на премахването или промяната на създадения в началото оптичен вихър. Така получените снопове, след фокусиране – Гаус-Беселови снопове, имат интересни свойства при разпространението им в линейна среда, включително разпространение с дифракционна разходимост, на повече от един порядък по-ниска от тази на немодулиран Гаусов снопове при съпоставими условия. Оптичните вихри са интересни светлинни структури, съдържащи фазови сингулярности и вече използвани в широк кръг от приложения – в квантовите компютри за кодиране и записване на информация, изготвяне на оптични „пинсети“, приложение в оптичната криптография, изготвяне на вълноводни структури със сложна конфигурация и характеристики. Изследванията в тази относително нова област бележат значителен ръст през последните десетина години, което доказва актуалността темата.

Особено съществено на получените резултати е, че контролираната промяна на формата на сноповете се получава в и след фокалната равнина, където интензитетът на лазерните снопове е най-висок. В този смисъл резултатите са особено актуални за нелинейната оптика и за фемтосекундната фотоника.

II. СТРУКТУРА НА ДИСЕРТАЦИЯТА

Дисертацията се състои от Увод, Литературен обзор, Резултати, Обобщение на проведените изследвания, Експериментални Резултати, Списък на публикациите по които е изградена дисертацията и Литература. Тя съдържа 109 страници, 82 цитата, 75 фигури и 24 уравнения. Дисертацията се основава на публикациите, отбелязани в списъка на стр. 101 от дисертацията.

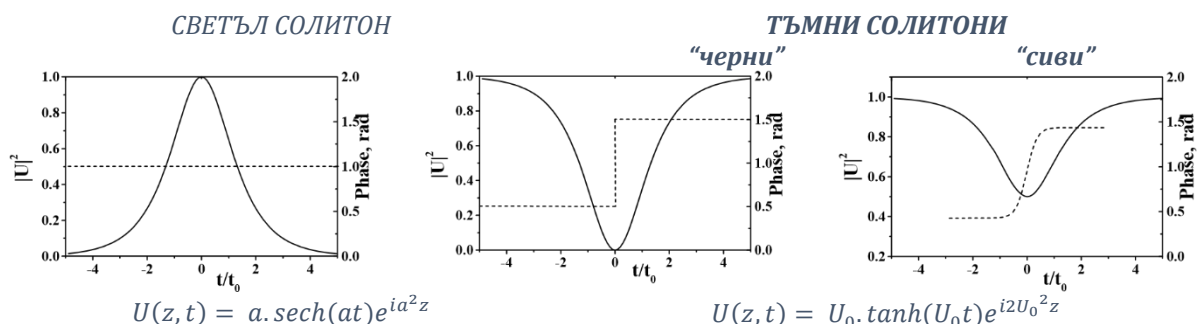
Публикуваните статии са 4 статии с импакт фактор, 1 с импакт ранг и 1 в реферирано списание. Докладите на конференции са пет, като представени устно са два и съответно три постерни доклада.

III. ЛИТЕРАТУРЕН ОБЗОР

1. Тъмни снопове

Тъмните снопове с фазови сингулярности представляват едномерни или квази-двумерни, точкови или линейни фазови дислокации, където, в мястото на фазовия скок, интензитетът е нулев, а фазата е неопределена. Физичните свойства, които проявяват този особен вид светлинни снопове, са от особен интерес за съвременната лазерна физика и оптика. Интересът се дължи на тяхната способност да се разпространяват като тъмни пространствени солитони или като тъмни солитонopodobни вълни, както и на възможността да индуцират градиентни оптични вълноводи в обемни нелинейни среди [1–3]. Необходимо (но не достатъчно) условие за това е те да се разпространяват в самодефокусираща нелинейна среда (НЛС), в която дифракцията на тъмния сноп е (поне частично) компенсирана от нелинейността. За разлика от еволюцията в самодефокусиращи НЛС, положителната Керова нелинейност води до засилено разширяване на тъмния сноп и до преразпределение на плътността на енергията на носещия го фонов сноп. Като резултат може да бъде иницирано контролирано самофокусиране на светли структури, поместени върху фоновия сноп и възникващи поради наличието на други тъмни снопове [4–6].

Тъмните пространствени и времеви солитони се определят като локализирани и самоподдържащи се провали в разпределението на полето на интензивни фонове снопове/импулси, разпространяващи се в среди с отрицателна нелинейност ($n_2 < 0$) [7]. Характерен за тъмните солитони е техният фазов профил, който съдържа скок на фазата. В точка от пространството или локалното време скокът води до нулев (за черните) или понисък (за сивите) интензитет на фоновия сноп/импулс. Такива скокове на фазата са необходими за генерирането на „черни“ солитони, но практически са по-трудно постижими, за разлика от относително по-плавната промяна на фазата на „сивите“ пространствени и времеви солитони. За последните е характерно, че интензитетът им не се понижава до нула.



Фигура 1. Характерно разпределение на интензитета (непрекъснати криви) и фазата (прекъснати криви) на светли и тъмни солитони.

Фигура 1 представя сравнение между интензитетното и фазовото разпределение на светъл и тъмен (съответно „черен“ и „сив“) солитон [8].

Практически, тъмните солитони се формират върху фонове снопове с краен (но много по-голям от тъмната структура) размер, а не върху безкрайни такива. Загубите, насищането и по-високата пространствена размерност усложняват моделните уравнения и ги правят неинтегруеми аналитично. Независимо от всичко това, обособените

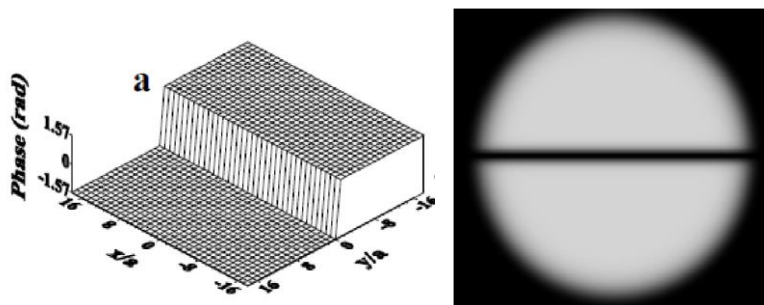
солитонopodobни тъмни вълни (solitary dark waves) имат много общи черти с тъмните солитонни решения на едномерното нелинейно уравнение на Шрьодингер (НУШ) и част от физическата общност е приела също да ги обозначава с термина „солитон“ [9]. За първи път тъмни времеви солитони са генерирани от Емплит [10], макар че убедителните доказателства за солитонната им природа са публикувани малко по-късно от Вайнер [11]. Съществуването на едномерни и на квази-двумерни пространствени тъмни солитони за първи път е доказано от групата на Шварцландер и Андерсен [12].

От експериментална гледна точка характеристиките на тъмните пространствени солитони, които могат да бъдат реално измерени [13], са фазовият профил на електромагнитната вълна в близост до минимума на разпределението на интензитета, направлението на разпространението им, запазването на произведението от квадрата на модула на амплитудата на електричното поле и квадрата на ширината/продължителността на снопа/импулса, запазването на общия брой на тъмните формирания. Първоначално интересът към тъмните солитони е по-скоро фундаментален. Към пространствените тъмни солитони и солитонopodobни вълни понастоящем интересът е както фундаментален (с оглед на изясняване на условията за съществуване и стабилност, генериране на ансамбли, контролируемо отклонение, влияние на различни типове отрицателна нелинейност и т.н.), така и с приложна насоченост.

Както вече беше споменато, светлинни снопове, фазата на които съдържа някакъв вид резки промени, водещи до нейната неопределеност, най-общо се наричат сингулярни снопове. Такава неопределеност се причинява от фазов скок и определя област с нулев интензитет на мястото в снопа, където тя се намира. Квази-двумерните тъмни солитони могат да се разглеждат като съставени от два независими и не взаимодействащи си едномерни фундаментални тъмни солитони. Единствените известни истински двумерни тъмни снопове са оптичните вихри. Съществуват и смесени фазови дислокации - едномерни тъмни снопове с крайна дължина, които имат ефективна двумерност, но съществено различна динамика в пространството.

1.1. Едномерни фазови дислокации

Едномерната дислокация представлява π -фазов скок по ос, минаваща през центъра на снопа (Фигура 2). В контекста на физиката на твърдото тяло тя се обозначава като краева дислокация на кристалните решетки.



Фигура 2. Едномерна фазова дислокация с π -фазов скок и напречно разпределение на интензитета на супер-Гаусов сноп, носещ едномерен тъмен сноп.

Едномерният тъмен пространствен сноп, поместен върху светъл фонов сноп, се наблюдава [13] във вид на тъмна ивица в напречното сечение на оптичния сноп.

Амплитудата на полето на тъмна нишка може да се опише с функцията \tanh и ако ширината ѝ се обозначи с a , полето на структурата от фонов и тъмен сноп може да се запише във вида $E(x, y, z = 0) = \sqrt{I_0} B(x, y) \tanh\left(\frac{y}{a}\right) e^{i\Phi^{1D}(y)}$, където фазата $\Phi^{1D}(y)$ съдържа фазовата дислокация.

1.2. Квази-двумерни дислокации

Интерес представляват също кръстосаните квази-двумерни тъмни снопове, при които фазовата дислокация е комбинация от линейни дислокации. Наблюдавани са напр. [12] във вид на пресечени ортогонални тъмни ивици в напречното сечение на лазерен сноп. Амплитудата на електричното поле на кръстосани квази-двумерни тъмни снопове се описва с $A(r, \theta) = A_0 B(r) \tanh(r \cos \theta / \omega_0) \tanh(r \sin \theta / \omega_0)$, където θ определя ъгъла на завъртане на тъмните ивици върху фонов сноп $B(r)$. Всъщност тази квази-двумерна дислокация представлява два кръстосани едномерни тъмни дислокации [14] с техните едномерни π -фазови скокове.

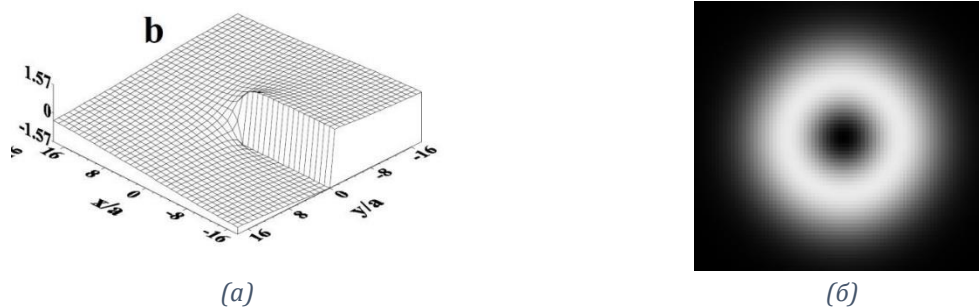
1.3. Смесената фазова дислокация от тип "ръб-спирала" - Edge-screw (ES) и от тип "стъпало-спирала" - Step-screw (SS)

Смесената фазова дислокация от тип "ръб-спирала" се състои от едномерен фазов скок с дължина $2b$, който завършва с двойка фазови полу-спирали със скок $\Delta\Phi$, с противоположна спиралност. Смесената фазова дислокация от тип "стъпало-спирала" се състои от едномерен фазов скок с дължина $2b$, който, завършва с двойка линейни по азимутална координата фазови склона на $\Delta\Phi$, с противоположен наклон.

И двата типа дислокации се характеризират с една и съща амплитуда и $\Delta\Phi$ и дължина $2b$ на фазовия скок, но се различават по скоростта, с която фазата се мени по азимуталната координата в краищата на едномерния скок. При SS-дислокацията тази скорост на изменение (наклона на фазата) е два пъти по-висока, отколкото при ES-дислокацията. Поради наличието на градиент на фазата в направление, перпендикулярно на скока, ES-дислокацията започва „незабавно“ да се движи по фоновия сноп.

1.4. Двумерни фазови дислокации

Една реално двумерна фазова дислокация е от тип спираловидно разпределение на фазата $\Phi(\theta(x, y)) = m\theta$, където θ е азимутална полярна координата, а цялото число m е така нареченият топологичен заряд. Обозначава се като „оптичен вихър“



Фигура 3. Разпределение на фазата (а) и на интензитета (б) на оптичен вихър.

2. Оптичен вихър

2.1. Параметри за характеризирание на оптични вихри

Оптичните вихри имат орбитален ъглов момент [15], който може да бъде предаван на частици от средата на разпространение [16]. Основният параметър, определящ характеристиките и еволюцията (разпространението) на такъв оптичен вихър, е Топологичният Заряд (ТЗ). Той представлява ъгловият момент, който отговаря на пълната фазова разлика $2\pi t$ по азимуталната координата φ . Фазата на светлинен сноп може да се извива подобно на спирала около оста на разпространението му. Поради това спирално извиване светлинните вълни, които се разпространяват при $r = 0$ по протежението на оста z , се гасят една друга и тъй като стойността на фазата не е дефинирана, се поражда фазова сингулярност. Там реалната и имагинерната части на амплитудата на полето едновременно сменят знака си и интензитетът на полето се нулира. На екран или на CCD камера този светлинен сноп би изглеждал като светъл пръстен с тъмна дупка в средата, около която фазата се изменя азимутално от 0 до 2π (или до $2\pi t$, където t е цяло число). Поради съществуването на подобно явление във физиката на флуидите, в областта на оптиката този светлинен сноп е приет да се нарича оптичен вихър.

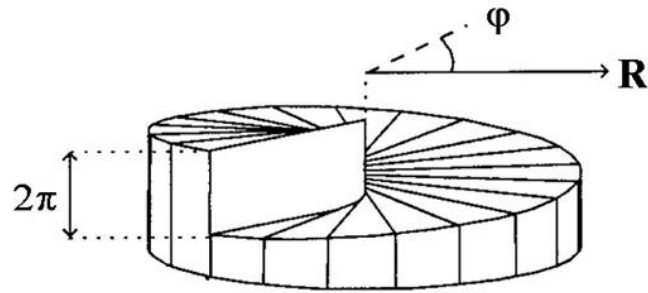
Аналитично, амплитудата на полето на оптичния вихър може да бъде описана с израза $A(r, \theta) = A_0 B(r) \left(\frac{r}{\omega_0}\right)^{|m|} \exp(i|m|\varphi)$, в който r е радиалната координата, φ е азимуталната координата, а с t е обозначен съответно неговия топологичен заряд. Функцията $B(r)$ описва разпределението на амплитудата на фоновия сноп, който най-често се избира да е Гаусов или супер-Гаусов.

Лазерни снопове, съдържащи оптични вихри, могат да бъдат създавани от такива, които не притежават топологичен заряд, чрез използването на дифракционни оптични елементи с кодирани в тях фазови дислокации, със спирални фазови пластинки [17], със спирален аксикон [18], с компютърно-синтезирани холограми (КСХ) [19], със спирални зонални пластинки [20], както и дифракционни решетки с разцепващи се линии [16,21]. Част от споменатите дифракционни оптични елементи могат да бъдат средства за създаване на сингулярни снопове във фемтосекундни лазерни системи [22–24], когато се използват в бездисперсни оптични системи.

2.2. Методи за генериране

➤ Генериране на сингулярности чрез фазови пластинки

Различни фазови пластинки могат да преобразуват Гаусов сноп в сноп с желана фазова дислокация. Поставянето, под определен ъгъл, на тънка стъклена пластинка на пътя на част от лазерното лъчение е прост метод за създаване на π -фазов скок (по-точно на $(2N + 1)\pi$, където N е цяло число). Спираловидната фазова пластинка (Фигура 4), чиято дебелина се изменя в азимутално направление, генерира оптичен вихър с даден топологичен заряд в сноп, за който височината на спиралата съответства (евентуално – цяло число пъти) на дължината на вълната.



Фигура 4. Спираловидна фазова пластинка, използвана за генериране на оптичен вихър с единичен топологичен заряд.

Вместо такава пластинка, направата на която е трудна, може да се използва квази-спираловидна фазова пластинка, както е направено при първото експериментално генериране на оптичен вихър извън лазерен резонатор [1]. В най-простия случай квази-спираловидната (силно дискретизирана) фазова пластинка се състои от три еднородни области с фазови скокове помежду им, съответно 0 , π , 2π [1]. За генерацията на оптични вихри се използват още усукани оптични влакна със силни двулъчепречупващи свойства [25]. При подходящи условия, от интерференцията на три плоски вълни се създава подредена и контролируема мрежа (матрица) от оптични вихри [26].

- Дифракционни решетки с кодирана дислокация, компютърно-синтезирани холограми

Един от основните алтернативни методи на използването и на фазови пластинки и на дифракционните решетки с въведени дислокации за генериране на оптични вихри или на други сингулярни снопове, е възпроизвеждането на компютърно-синтезирани холограми [27].

Изработването на компютърна холограма (например за оптичен вихър) се състои в числено пресмятане на интерференчната картина за две вълни, плоска опорна вълна и вълна, съдържаща специфично фазово разпределение. Създава се структура прилича на синусоидална дифракционна решетка, съдържаща почти успоредни ивици, но с характерното разцепване на една (централна) ивица там, където е фазовият скок на оптичния вихър. Изготвянето на компютърно-синтезирани холограми по печатна и фотолитографска технология е сравнително лесно, но тяхната употреба е ограничена от интензитета на входната вълна, водещ до разрушаването им. Компютърно-синтезираните холограми също могат да бъдат записани директно върху стъкло, с помощта на фемтосекундни импулси, което става чрез микро-експлозии в материала. Облъчените зони стават “черни” (непрозрачни) от микро-експлозиите, а незасегнатите зони остават “бели” (прозрачни) [27,28].

Една от съвременните техники е компютърно-синтезираните холограми да бъдат възпроизвеждани с течнокристални фазови модулатори [29,30], работещи в режим на отражение. Те са с брой точки на дискретизация, типични за HD-дисплеите, и с разделителна способност от единици микрометри на всеки пиксел. Ефективността на такива устройства надхвърля 95%. Техен недостатък са (все още) високата им цена и максималната достижима фазова модулация от малко повече от 2π .

3. Поведение на двойка оптични вихри върху светъл фонон сноп

Известно е [31,32], че двойка единични и еднакво заредени оптични вихри, които са поставени върху общ светъл фонон сноп, се въртят и отблъскват [31,33,34], движейки се по оптичната ос. Оптични вихри с противоположни топологични заряди се транслират по фонония сноп, привличат се един друг и, в крайна сметка, анихилират.

➤ Двойка еднакво заредени вихри

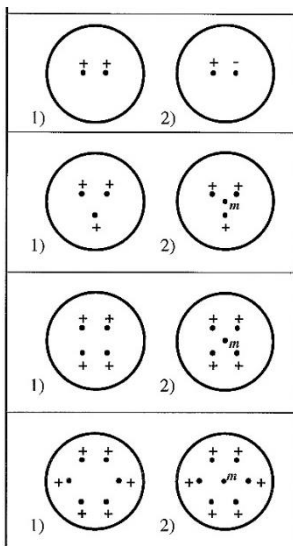
Използвайки двойка еднакво заредени (еднакъв топологичен заряд с еднакъв знак) оптични вихри, Шварцландер показва [31], че аналогично на електричните заряди, вихрите ще започнат да се отблъскват (разстоянието между тях нараства). Допълнително обаче имаме наличието на въртене (в зависимост на знака на топологичния заряд) по напречното сечение на снопа. Посоката на въртене зависи от знака на топологичните заряди на оптичните вихри. Условно, положителни топологични заряди се въртят обратно на часовниковата стрелка, а отрицателни – по посока на часовниковата стрелка.

➤ Двойка противоположно заредени вихри

Двойка оптични вихри с противоположни заряди ($m_1=+1$, $m_2=-1$) започва да се транслира и приближава по фонония сноп, докато не анихилира [35]. Възстановеният след аниhilацията на оптичните вихри сноп е с гладка фаза, поради липсата на фазови дислокации.

➤ Стабилизация на позицията на вихри в пространството

Стабилизирането на ротацията на еднакво заредени оптични вихри може да бъде постигнато посредством поставяне на контролен вихър с противоположен топологичен заряд между тройка оптични вихри с еднакъв топологичен заряд [36]. На следващото изображение са представени основните взаимодействия на оптичните вихри.



Фигура 5.

Основни взаимодействия:

Първи ред – 1) въртене по часовниковата стрелка и отблъскване на еднакво заредени оптични вихри, 2) отместване на двойка противоположно заредени оптични вихри от центъра на снопа.

Втори ред – 1) въртене по часовниковата стрелка и отблъскване на тройка еднакво заредени оптични вихри и 2) стабилизация на въртенето посредством оптичен вихър с топологичен заряд $m=-1$

Трети ред – 1) въртене по часовниковата стрелка и отблъскване на четворка еднакво заредени оптични вихри и 2) контрол на въртенето посредством оптичен вихър с противоположен по знак топологичен заряд $m=-1$

Четвърти ред – 1) въртене по часовниковата стрелка и отблъскване на шестица еднакво заредени оптични вихри във формата на хексагон и 2) контрол на въртенето посредством оптичен вихър с противоположен по знак топологичен заряд $m=-1$

4. Матрици от оптични вихри

С оглед на споменатото по-горе, може да се очаква, че стабилна решетка от множество оптични вихри с редуващи се по знак заряди ще еволюира драстично в далечната зона, създавайки светлинни профили (фокални структури), подходящи за разнообразни вълноводни и превключвателни приложения. Като основна структура се използва решетка (квадратна или хексагонална), състояща се от стотици оптични вихри с редуващи се по знак заряди. Топологичните заряди на един оптичен вихър, част от решетката и цялата решетка са изследвани и в случаите на идеална суперпозиция на двойки такива решетки, както и при и отместване от нея.

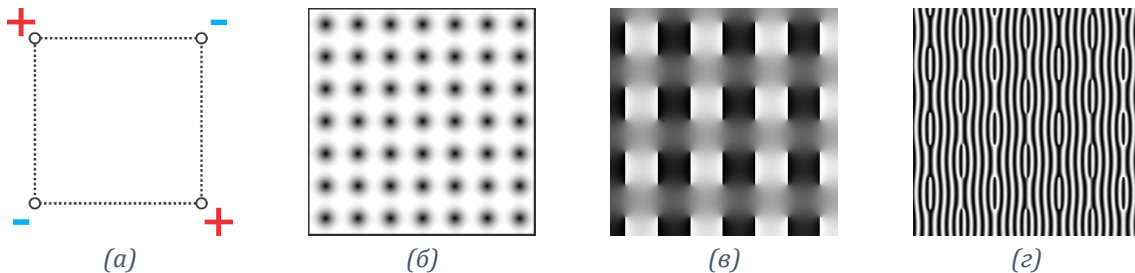
Възможността да се контролира и стабилизира ротацията на ансамбли с еднакво заредени оптични вихри чрез подходящия избор на топологичния заряд на "контролни оптични вихри", вградени в центъра на структурата, е доказана числено в [36]. По-конкретно, ако оптичен вихър с топологичен заряд, противоположен на топологичните заряди на останалата част от ансамбъла от оптични вихри, е разположен в центъра на структурата, въртенето на целия ансамбъл се спира. Разширяването на такива вихрови ансамбли до големи и стабилни повтарящи се решетки от оптични вихри е анализирано в [36] и се изследва за пръв път експериментално в [37]. Резултатите от [38] доказват, че модели на двумерни нелинейни решетки с различни симетрии във фокуса на леща (изкуствена далечна зона) осигуряват подходящи начални условия за записване на оптично индуцирани вълноводи във фоторефрактивни кристали. Освен интересна фундаментална физика, включена в генерирането и манипулациите на решетки от оптични вихри, множеството възможни приложения (напр. [39,40]) също насърчаваха работата ни по тази тема.

Съществена част от физиката на настоящите резултати е способността да се манипулират (добавят, изваждат и изтриват) топологични заряди на самостоятелен оптичен вихър или дори на голяма решетка от оптични вихри. Възможността да се прави това е описана [41,42] и е експериментално потвърдена в [43] чрез използване на компютърно-генерирани холограми. Както ще бъде показано, подходът на използването на компютърно-управлявани пространствени фазови модулатори (кодирани с големи решетки от оптични вихри) е далеч по-удобен. Този подход използва факта, че суперпозицията на вихри с резултантен топологичен заряд нула, ще доведе до добре оформен светъл сноп във фокуса на леща (и в далечната зона). Причината е в липсата на фазова сингулярност. В тази глава ще покажем, че това се отнася не само за единичен оптичен вихър, но и за различни суперпозиции на големи решетки от оптични вихри, състоящи се от стотици оптични вихри, вложени в един фонен сноп.

Една стабилна решетка от оптични вихри, съставена от голям брой вихри с редуващи се топологични заряди, ще се преконфигурира снопа в далечната зона по интересен начин, осигурявайки различни структури от светли пикове. Важно от практическа гледна точка е, че те могат да бъдат добре контролирани. Имайки предвид гъвкавостта на метода и това, че ефектът се наблюдава във фокалната равнина, в която интензитетът е най-висок, са възможни множество приложения – оптичен запис на оптични вълноводи и превключватели, паралелизиране на микроскопски изследвания с висока разделителна способност, оптични уловки за микро- и нанообекти, приложения в лазерните технологии и други.

➤ Квадратична решетка

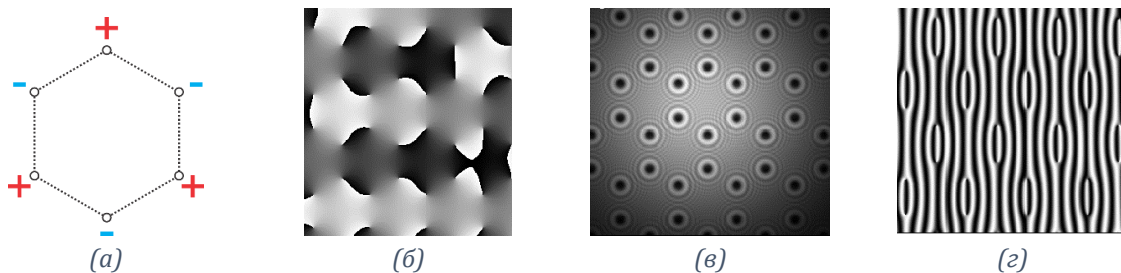
В най-простия разглеждан вариант имаме квадратична матрица от оптични вихри. В основата си тя съдържа елементарна клетка (Фигура 6а) от 4 оптични вихъра, разположени на върховете на квадрат, като всеки два съседни вихъра имат противоположни топологични заряди. Такива квази-безкрайни матрици (с голям брой елементарни клетки) биха били стабилни спрямо въртене, тъй като всеки един от вихрите е стабилизирани от околните. На Фигура 6 са представени основните разпределения на фазата (в), интензитета (б) и интерференчната картина (г), която би се получила при интерференция с „опорен“ (не фазово модулиран) сноп. Както се вижда, а и фазовият профил предполага, съществува разцепване на интерференчните ивици, поради наличието на точкова фазова дислокация (оптичен вихър).



Фигура 6. Основна градивна единица- елементарна клетка (а), амплитуден (б) и фазов профили (в) на квадратна решетка от оптични вихри и съответната интерференчната картина (г), числено симулирана чрез интерференция на сингулярен сноп и плоска вълна [44].

➤ Хексагонална решетка

Аналогично възможно е да имаме елементарна клетка във формата на шестоъгълник, на чиито върхове имаме оптични вихри с редуващи се по знак топологични заряди - т.нар. хексагонална решетка (Фигура 7а). На Фигура 7 са представени аналогични резултати на тези от Фигура 6: фазовият профил на такъв тип матрици от оптични вихри (б), профила на интензитета (в), както и интерференчна картина с „опорен“ сноп с плоска фаза (г).



Фигура 7. Основна градивна единица- елементарна клетка (а), амплитуден (б) и фазов профили (в) на хексагонална решетка от оптични вихри и интерференчна картина (г), числено симулирана чрез интерференция на сингулярен сноп и плоска вълна [45].

5. Беселови снопове

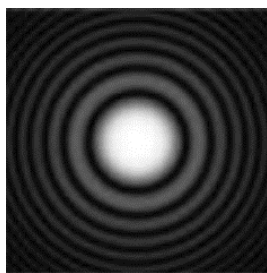
Дифракцията е явление, свързано с вълновата природа на светлината и възниква, когато вълната срещне препятствие. В този процес вълната се променя по амплитуда и фаза и по посока на разпространение, т.е. дифрагира. Частите от фронта на вълната, които се разпространяват след препятствието, се преоформят и създават дифракционна картина. Дифракцията е в основата на разпространението на Гаусовия сноп. Изходният сноп на

един лазер има, типично, много ниска разходимост, но въпреки това изпитва дифракция, която го кара да се разширява. Идеята за преодоляване на дифракцията е голямо предизвикателство, с множество теоретични, лабораторни и практически приложения, включително в атомна оптика и медицинската образна диагностика.

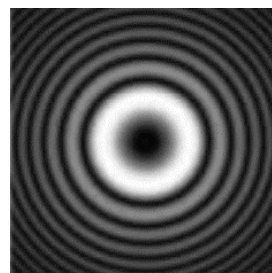
Беселовите снопове са снопове, описвани от Беселова функция от първи тип [46–49]. Такива снопове са до известна степен „имунизирани“ към дифракция и по този начин са потенциална алтернатива на използването на Гаусовите снопове. Беселовият сноп, като математическа конструкция, е разгледан за първи път от Дърнин [50]. Беселовите функции са точни решения на уравнението на Хелмхолц. Най-важното свойство на това решение е, че такъв сноп не дифрагира. Електричното поле на Беселовия сноп се описва с функция на Бесел и това води до профил на напречното сечение, съставен от поредица от концентрични пръстени. Математично, Беселовият сноп съдържа безкраен брой пръстени, безкрайна площ и носи безкрайна енергия. Такъв сноп е реално непостижим. И така, изводът трябва да бъде, че не можем да направим точен сноп на Бесел. Дърнин показва [49], че може експериментално да създаде реално негово приближение (квази-Беселов сноп), който притежава свойствата на теоретичния Беселов такъв, но на крайно разстояние. С други думи, когато се сравнява Беселов с Гаусов сноп, трябва да правим сравнение на централния пик на Беселовия сноп с подобен размер на петното Гаусов сноп и именно неговото разпространение трябва да е инвариантно.

Идеален (безкраен) Беселов сноп се описва с уравнението $E(r, \phi, z) = A_0 \exp(ik_z z) J_n(k_r r) \exp(\pm i n \phi)$, където J_n е функция на Бесел от n -ти ред, k_z и k_r са вълновите вектори, r, ϕ, z – съответно радиалната, азимуталната и надлъжна координата.

На Фигура 8 е представено теоретично интензитетното разпределение на идеален (безкраен) Беселов сноп - функция на Бесел от нулев порядък Фигура 8(а), съдържаща централен максимум и безкраен брой концентрични пръстени и Функция на Бесел от първи порядък Фигура 8(б) съдържаща централен минимум и безкраен брой концентрични пръстени.



(а)



(б)

Фигура 8. Интензитетно разпределение на идеален Беселов сноп от (а) нулев и (б) първи порядък [48].

6. Приложение на оптични вихри и Беселови снопове

Целта на този раздел е да обоснове мотивацията за проведените в дисертацията изследвания с оглед на някои актуални приложения на структурирани лазерни снопове във фокалната равнина и след нея.

➤ Оптични пинсети (Optical tweezers)

Оптичните пинсети представляват светлинно захващане на частици, използвайки градиентната оптична сила. Първо са предложени от Ашкин [51], на когото бе присъдена Нобеловата награда по физика за 2018г. Използвайки изследванията на ъгловите моменти на светлинни снопове, оптичните вихри са използвани за оптично захващане за първи път през 1995г. Впоследствие използвани и за оптично оптично транспортиране [16], на частици. Последното представлява захващане на частица и впоследствие, чрез промяна на параметрите на сноповете, преместване в създаден капан (уловка). С развитието на възможностите за пренастройка на топологичните заряди на оптичните вихри бе създадена нова генерация оптични пинсети. Те са доказали възможностите за манипулиране на захванатата частица в комбинации на различни степени на свобода [52,53]. Както е показано на Фигура 7, имаме възможност не само да захванем частица чрез оптичен вихър, но и да променяме нейните пространствени координати, както и да променяме различни нейни степени на свобода (напр. скорости на ротация и трансляция).

➤ Оптични комуникации

В допълнение на поляризацията, амплитудата, модулирането на импулс, и промяна на дължината на вълната, промяната на орбиталния ъглов момент на фотоните е още една степен на свобода за мултиплексиране на каналите, използвани за оптични комуникации. Така е възможно по-нататъшно увеличаване на капацитета на пренос на данни [54]. Техниката се нарича модово/пространствено мултиплексиране (mode division multiplexim, MDM/spatial division multiplexin, SDM) [55]. Оптичните комуникации с мултиплексиране и по орбитален ъглов момент преминават в терабитовата скала ($x1 \text{ Tbit/s}$) на скоростите на предаване на информация [18,56].

➤ Беселови снопове за лазерно рязане

Използването на Беселови снопове за лазерно рязане е широко разпространена и стандартната техника. Описана е напр. в [57], но продължава да бъде развивана. Основната идея е използването на изключително голямата разлика в интензитетите на централния максимум и на първия пръстен, както и възможността за фокусиране на Беселовите снопове върху много малка площ. Едновременно с това размерът на петното остава непроменен по оста на разпространение в много по-дълъг интервал в сравнение с фокусиран Гаусов сноп.

7. Методи за измерване на топологични заряди

Методите за измерване на топологични заряди на оптични вихри използват различни техни свойства в различни експериментални постановки, в зависимост от интензитета, продължителността на импулса, големината на топологичния заряд, както и възможността да различаваме знака на топологичния заряд (знака на градиента на фазата по азимуталната координата) на оптичния вихър. Тук ще бъдат споменати само част от тях.

➤ Използване на триъгълна апертура

Използвайки триъгълна апертура, през която преминава оптичният сноп, съдържащ двумерна фазова дислокация от тип оптичен вихър, може да наблюдаваме дифракционна картина. Големината на топологичния заряд може да бъде определена от броя на получените максимуми, който е равен на броя на максимумите минус едно. Трябва да се

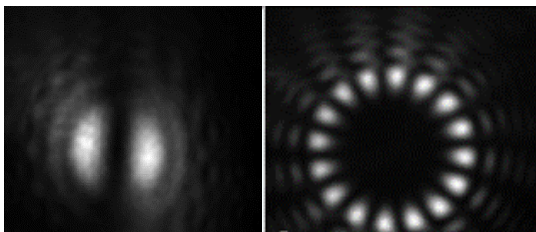
спомене, че този метод позволява лесно определяне на заряда на ниско заредени вихри ($m < 10$). При по-високи топологични заряди на оптичния вихър дифракционните ефекти изкривяват и сливат получените максимуми и водят до невъзможност на определяне на топологичния заряд.

- Използване на астигматична система за измерване на топологичен заряд

Използването на астигматична (напр. цилиндрична) леща запазва фазовите сингулярности в едното направление и фокусира в напречно направление. Това води до характерни тъмни ивици. Подобно на споменатия по-горе метод на триъгълната апертура, броят на тъмните ивици е равен на топологичния заряд. Тук отново, при оптични вихри с големи топологични заряди, дифракционните ефекти правят трудно определянето на броя на минимумите.

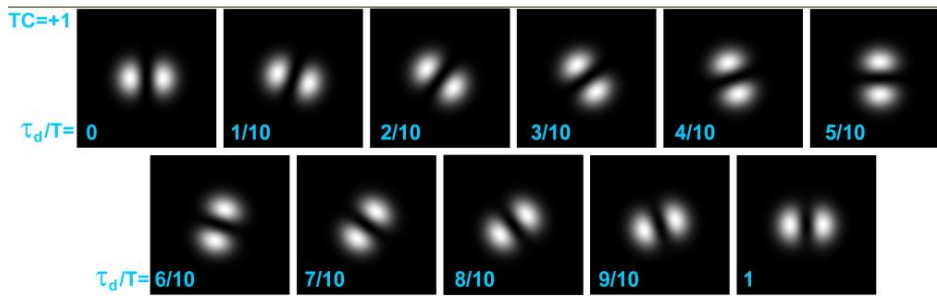
- Определяне на топологичния заряд на оптичен вихър с интерферометър с инвертирано поле при фемтосекундни импулси

В нашата публикация [58] е представена нова техника за измерване на големината и знака на топологичния заряд на светлинни снопове, носещи оптичен вихър, като се използва интерферометър с инвертирано поле. Идеята на такъв тип интерферометри е използването на допълнително отражение в едното рамо на интерферометъра, което съответно води и до „обръщане“ на снопа в пространството – ротирание на 180 градуса около оста му. Този метод е полезен при определяне не само на топологичния заряд, но и на продължителността на фемтосекундни импулси. Едновременно с тях, той дава информация и за наличието и големината на наклона на фронта на импулсите [59]. В случая на идеално припокриване в пространството на сноповете от двете рамена на интерферометъра имаме наличие на ясно изразени пикове („листенца“). Техният брой е равен на топологичния заряд, умножен по две (Фигура 9).



Фигура 9. Доказване на наличието на оптичен вихър с топологичен заряд $|m|=1$ (ляво) и $|m|=8$ (дясно).

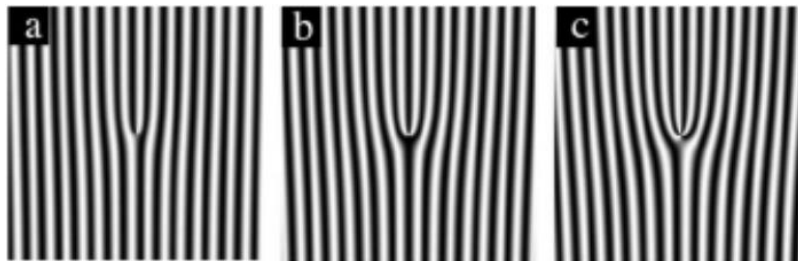
Допълнително имаме възможност, посредством задаване на закъснение в едното рамо на интерферометъра, да наблюдаваме посоката на въртене на „листенцата“ и по този начин да определим знака на топологичния заряд. Положителни топологични заряди, завъртат „листенцата“ по посока на часовниковата стрелка.



Фигура 10. Определяне на знака на топологичния заряд на оптичен вихър в зависимост от зададеното закъснение на рамото на интерферометъра с инвертирано поле. Топологичен заряд на оптичния вихър $m=1$, въртене по часовниковата стрелка.

- Класически метод за определяне на топологичен заряд – интерференция с плоска вълна.

Класическият метод за определяне на топологичния заряд на оптичен вихър представлява използване на интерференчна картина на снопа, съдържащ оптичен вихър, с такъв с плоска вълна. Наличието на фазова дислокация може да бъде определено по разцепването на интерференчните линии. Броят на „вилките“ отговаря на големината на топологичния заряд на изследвания оптичен вихър. Посоката на разцепването на интерференчните ивици определя знака на топологичния заряд. Смяната на знака води до обръщане на посоката в противоположната.



Фигура 11. Интерференчна картина на плоска вълна с оптичен вихър с топологичен заряд (a) $m=1$, (b) $m=2$, (c) $m=3$.

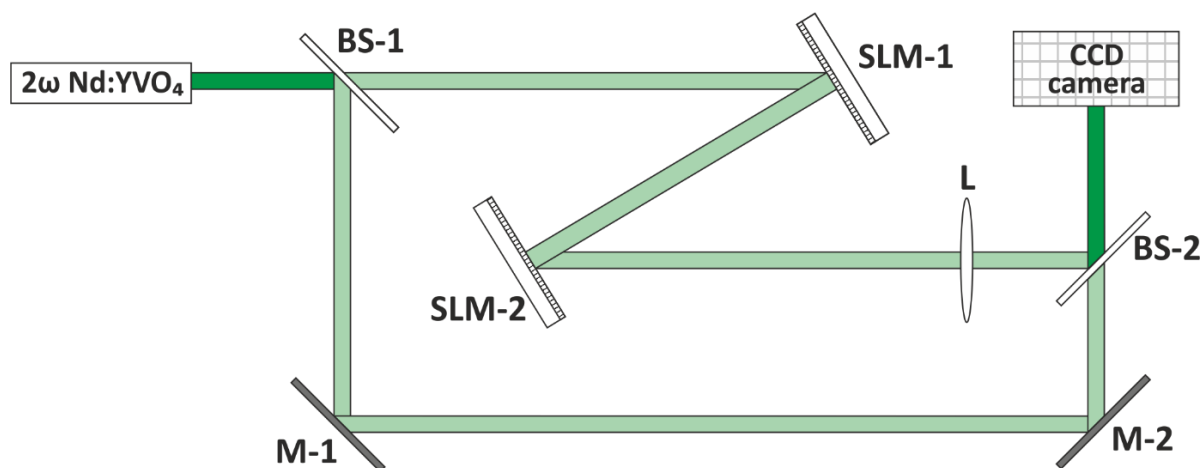
Оптичните вихри с високи заряди много бързо се разпадат до оптични вихри с единични топологични заряди, които се ориентират по вътрешната страна на светлия пръстен. Този метод позволява измерването на високо заредени вихри (разпаднали се до m на брой единични топологични заряди) посредством броенето на получените единични заряди.

За съжаление за момента определянето на заряда е трудно за автоматизиране. Определянето на големи топологични заряди, както и голям брой експериментални данни продължава да бъде предизвикателство.

IV. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИ РЕЗУЛТАТИ

1. Експерименталната установка и използвани елементи

Експерименталната установка (Фигура 12) включва сноп, получен от честотно удвоен непрекъснат Nd:YVO₄ лазер ($\lambda = 532 \text{ nm}$). Той осветява отразяващ течнокристен фазов модулатор SLM1. Първият модулатор променя фазата на входния Гаусов сноп (и, като резултат, и неговата амплитуда/интензитет) и го насочва към втори идентичен фазов модулатор SLM2. Допълнително модулираният вече сингулярен сноп се отразява от SLM2 и след това се фокусира от леща L ($f=100 \text{ cm}$) върху матрицата на CCD камера с размер от $7.1\text{mm} \times 5.4\text{mm}$ ($1600 \text{ pix.} \times 1200 \text{ pix.}$). Разстоянието между SLM2 и лещата е, типично 95 cm . За контрол и диагностика, опорен сноп е отделен преди SLM1 посредством светоделителя (BS1). Преминалият през елементите сноп рекомбинира с опорния сноп върху втория светоделител (BS2), за да интерферират върху CCD камерата. Разпределенията на интензитета и интерференчната картина се записват от една и съща CCD камера посредством блокиране/пропускане на опорния сноп, без да се променят позициите на лещата и камерата. SLM1 и SLM2 са поставени успоредно на разстояние от 49 cm . Ъгълът на падане на снопа от лазер върху първият модулатор SLM1 е експериментално подбран да е възможно минимален - 4 градуса.



Фигура 12. Експериментална установка. Nd:YVO₄, честотно удвоен непрекъснат лазер, излъчващ при дължина на вълната $\lambda = 532 \text{ nm}$; BS-1, BS-2 - светоделители; M-1, M-2 плоски сребърни огледала; SLM-1, SLM-2 - фазови модулатори (модел Pluto, Holoeye Photonics); L - фокусираща леща ($f = 100 \text{ cm}$); CCD камера (charge-coupled device camera).

SLM (Spatial Light Modulator) са модулатори, променящи фазата на падащия сноп. Основният им принцип на работа е въвеждането на закъснение за всеки един пиксел, посредством дискретизиране (пикселизиране) на течнокристална решетка (LCOS - Liquid Crystal on Silicon). Моделът PLUTO-2 е фазов модулатор, който съдържа 1920×1080 пиксела, с размер на пиксела от $8 \mu\text{m}$, което създава работна площ $15.36\text{mm} \times 8.64\text{mm}$ (диагонал $0,7''$, $16:9$). Всеки пиксел има запълване от течния кристал, което е 93% . Такъв тип модулатори са изключително удобни за работа поради липсата на необходимост да бъдат сменяни директно оптични елементи в експерименталната установка, а единствено чрез промяна на сигнала към фазовия модулатор. За всеки пиксел и използвана дължина на вълната подаденото напрежение на пиксела отговаря на дадена фазова разлика. Такъв тип

калибровка се прави веднъж, първоначално, и впоследствие - при промяна на използваната дължина на вълната. Тези модулатори имат около 67% отражателна способност. Тя е толкова ниска поради широкоспектърния прозорец на работа (дължини на вълните от 420 nm – 1100nm).

2. Изследване на основните типове дислокации и на базовите взаимодействия

2.1. Числено генериране на фази за създаване и промяна на оптични вихри

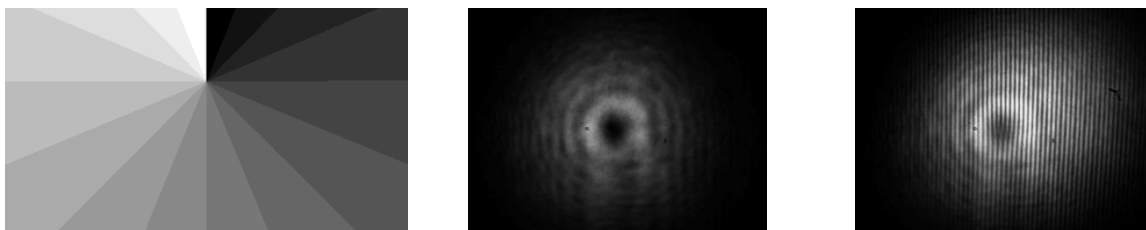
Първата стъпка в експерименталната работа по дисертацията е генериране на фазови профили, които да бъдат използвани за програмиране на фазовите модулатори. За валидиране на получените числено генерирани фазови профили са представени експериментално получени данни за различни типове дислокации, оптични вихри с различни топологични заряди, както и базовите взаимодействия на двойка оптични вихри върху единичен светъл сноп.

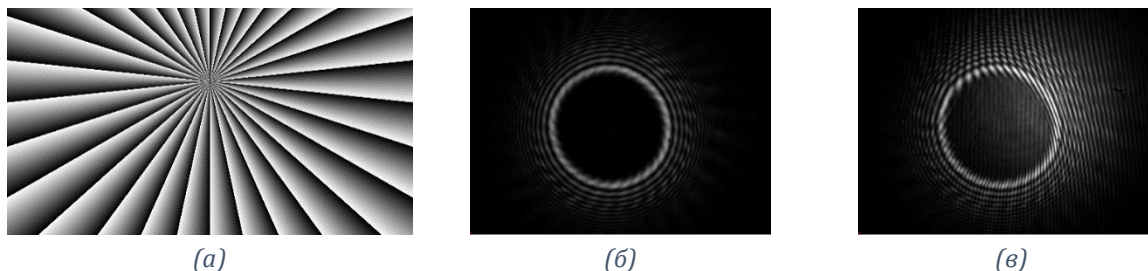
За използването на фазовите модулатори, описано в раздел IV.1, е необходимо генериране на фазови профили като изображение (TIFF файлове), всеки съдържащ 1920x1080 пиксела с градиент от 256 нюанса от черен към бял цвят (0-черен, 255- бял), които отговарят на фазова разлика 2π . Важна част от генерирането на стабилни при измерване фазови профили е намирането на центъра на падащият сноп.

Описаните теоретично фазови дислокации в раздел II.2, потвърждаваме експериментално. Наблюдаваме „отместването“ или „разцепване“ на интерференчните линии (в зависимост от зададената дислокация), посредством интерференчна картина, получена след пропускане и на опорния сноп. Описаното в II.4 поведение на двойка оптични вихри е показано експериментално. Представените данни в тази глава доказват, че методите за генериране на фазови профили са в съвпадение с описаните в литературата фундаментални явления и взаимодействия, което потвърждава работоспособността и коректността на метода ни за генериране и анализ на фазовите сингулярности.

2.2. Двумерна дислокация - оптичен вихър

Генерирането на оптични вихри, както и разбирането на поведението им, е основна част от следващите експерименталните изследвания. На Фигура 13 са представени оптични вихри с 2 различни топологични заряда ($m=1,30$), в близката зона. Това ни дава възможност да наблюдаваме „разпадането“ на един оптичен вихър, преди да бъде напълно оформен, без да настъпят значителни дифракционни промени.





Фигура 13. Оптични вихри с различни топологични заряди. Първи ред - $m=1$, втори $m=30$, (а) фазов профил програмиран върху фазовия модулатор; (б) – полученият върху CCD – камера профил на интензитета; (в) – получената върху CCD – камера интерференчна картина, посредством пропускане на опорния сноп.

На първия ред можем ясно да наблюдаваме оптичен вихър. Доказателство за това е наличието на „тъмен сноп“ (поради неопределеност на фазата) в центъра на пропуснатия Гаусов сноп. В колона (в) се намира интерференчната картина, на която се наблюдава разцепването на интерференчната линия.

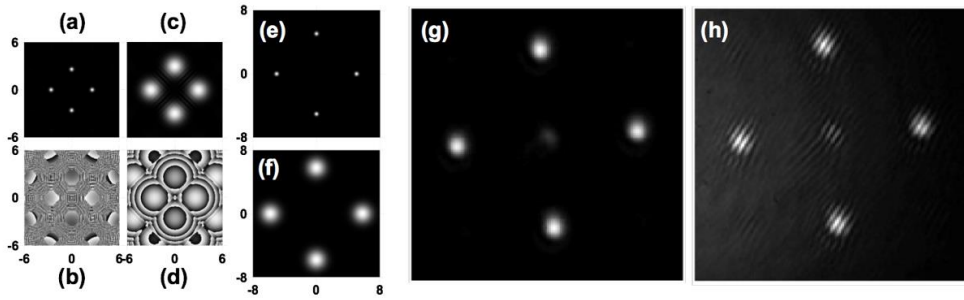
На втория ред на Фигура 13 имаме разпадането на оптичен вихър с топологичен заряд $m=30$ до 30 оптични вихъра с топологичен заряд $m=1$, подредени във вътрешната част на получения светъл пръстен. Наличието на оптични вихри отново е потвърдено от интерференчната картина. Формираният тънък светъл пръстен ще играе съществена роля при генерирането на Гаус-Беселови снопове.

3. Матрици от оптични вихри

В тази глава се представят експерименталното създадени различни структури, състоящи се от светли пикове с плоски фази (без оптични вихри) във фокуса на леща (т. нар. изкуствена далечна зона). Като основна структура използваме голяма, стабилна решетка от оптични вихри, съставена от вихри с противоположни редуващи се единични заряди. Топологичният заряд на единичен вихър, елементарна клетка или цялата решетка са изтрети или удвоени в случая на идеална суперпозиция или променени в случая на отместване на вихрите един спрямо друг (off-site alignment).

3.1. Квадратна решетка

За елементарна клетка на матрицата от оптични вихри използваме квадратна структура, съдържаща оптични вихри по върховете си, като всеки два съседни върха са с противоположни единични топологични заряди. Получената структура анализираме във фокуса на леща (т. нар. изкуствена далечна зона). На Фигура 14 се вижда ясно потвърждение на числено симулираните резултати, предвиждащи структура от светли пикове (g), без наличието на оптични вихри в тях, потвърдено от успоредните интерференчни линии на кадър (h).

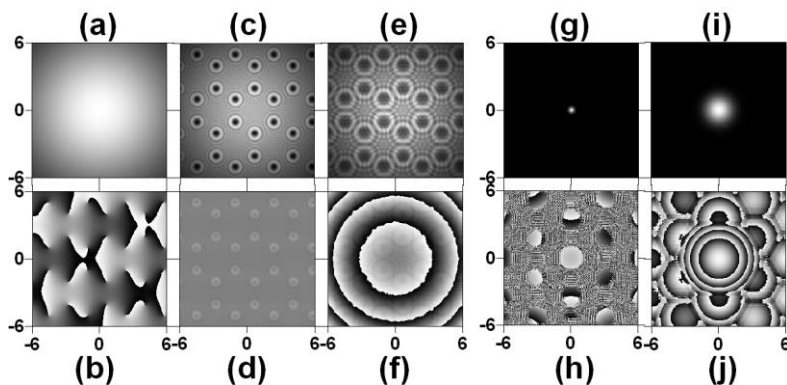


Фигура 14. Теоретични (a-f) и експериментални профил на интензитета (g) и интерференчна картина (h) във фокалната равнина при използване на квадратна матрица от оптични вихри.

Такава стабилна светла структура се наблюдава единствено във фокуса на лещата, където имаме двумерна Фурие трансформация на входното амплитудно и фазово разпределение.

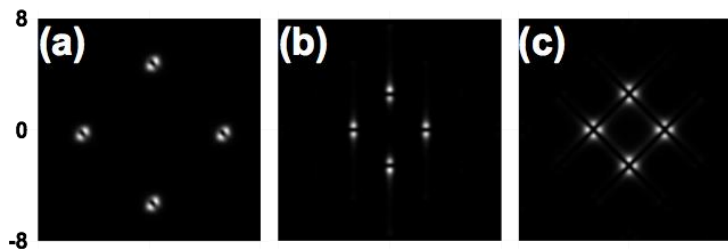
3.2. Хексагонална решетка

На Фигура 15 са показани числени симулации за създаване на голяма хексагонална решетка от оптични вихри с редуващи се топологични заряди (кадър (c)) и нейното пълно изтриване, възстановяващо гаусов профил на снопа във фокалната равнина на лещата (g,i)..



Фигура 15. Числени симулации. Интензитет на фоновия снопа (a), фазово разпределение, изпратено до SLM1 (b) и резултатно разпределение на интензитета точно пред SLM2 (c). След изтриване цялата матрица от сингулярности, подредени в шестоъгълна структура, фазовият профил показва остатъчни модуляции, но не съдържа фазови скокове (d). Кадър (e) показва ситуацията в равнината на лещата. Фазовият профил на лещата (f) фокусира снопа. Интензитет (g, i) и фазови профили (h, j) на възстановените Гаусови снопове в изкуствената далечна зона (g, h) и след нея (i, j).

Използвайки същата квадратна основна структура, идваща от голямата решетка от оптични вихри (виж Фиг. 14g), програмирана на SLM1, на SLM2 програмираме един единствен оптичен вихър, едномерна и квази-двумерна фазови дислокации (Фигура 16).



Фигура 16. Профили на интензитета в далечната зона на голяма квадратна решетка от оптични вихри, допълнително структурирана посредством добавяне на оптичен вихър с противоположен заряд (a), едномерен фазов скок (b), и кръстосани едномерни фазови скокове (c).

Следващата стъпка в експериментите по структуриране на снопове във фокалната равнина бе използването на две квадратни решетки от оптични вихри, съответно програмирани на двата фазови модулатора.

В контраст с подхода, използван за изтриване на оптичните вихри в квадратни решетки, на втория модулатор SLM2 може да се програмира същото фазово разпределение на решетката, както на SLM1, но с обърнати топологични заряди. В резултат на отражението от втория фазов модулатор, всички топологични заряди се удвояват.

Подробно са изследвани и следните четири различни трансформации на голяма квадратна решетка от оптични вихри:

/a/ SLM2 създава голяма квадратна решетка от оптични вихри, която е отместена с $\frac{1}{2}$ период хоризонтално и вертикално;

/b/ малка решетка от оптични вихри: структурата в далечната зона е съставена от масив от 6×6 оптични вихъра с редуващи се заряди. (вторият SLM, симулира плоска фаза и действа като огледало);

/c/ суперпозиция на квадратни решетки от оптични вихри с еднакъв период, но с различен размер: профилът е получен, когато малката 6×6 решетка изтрива част от голяма квадратна решетка от оптични вихри;

/d/ трансформация на две големи решетки от оптични вихри, за различни елементарни клетки и решетъчен период: Дифракция на голяма хексагонална решетка от оптични вихри от голяма квадратна решетка. Период на квадратната решетка е 2.5 пъти по-малък от този на хексагоналната.

Показано е, че в случая с две различни решетки от оптични вихри, предполага, че има множество различни геометрии на взаимодействие и се контролируемо се формират разнообразни фокални структури от светли снопове.

3.3. Взаимодействие на хексагонална решетка от оптични вихри с различни фазови дислокации

Оптичен вихър, вграден симетрично на фоновия си сноп, остава оптичен вихър във фокуса на лещата. С оглед на това наблюдаваме три доминиращи светли и три по-слаби сателитни върха, произхождащи от големия хексагонален масив с оптични вихри, вложен във всеки един от тези пикове. Използвайки същата структура в далечната зона, кодираме и едномерни, квази-двумерни пространствени фазови дислокации на SLM2, както и оптичен вихър. Резултатите са подобни на показаните на Фиг. 16, но вместо 4 пика във върховете на квадрат, се наблюдават три пика във върховете на равностранен триъгълник.

Голямо преразпределение на снопа в далечната се получава от взаимодействието между двете шестоъгълни решетки от оптични вихри, когато всички топологични заряди на всички оптични вихри се удвояват. Разнообразни структури в далечната зона също се получават чрез две идентични отместени фазови разпределения на хексагонални решетки от оптични вихри (фазовото разпределение в един от модулаторите е отместено вертикално или хоризонтално спрямо фазовото разпределение на другия модулатор с половин период на решетката).

Показано е, че триъгълната, включително структурираната триъгълна конфигурация от пикове, може да се завърти на 180 градуса изцяло, чрез обръщане на всички топологични заряди на всички оптични вихри във фазовите разпределения, изпратени до фазовите модулатори.

3.4. Взаимодействие на квадратна с хексагонална решетка

В разглеждания тук случай използваме комбинация от квадратна решетка, кодирана на единия фазов модулатор, с хексагонална решетка, програмирана на втория фазов модулатор.

Едната възможност е да получим три доминиращи ярки пика, на върховете на равноностранен триъгълник, които са вписани в завъртян триъгълник от по-бледи пикове. Четири такива малки структури са разположени на върховете на голяма ромбовидна структура. Тя е създадена от квадратната решетка от оптични вихри, която е с по-малкия решетъчен период.

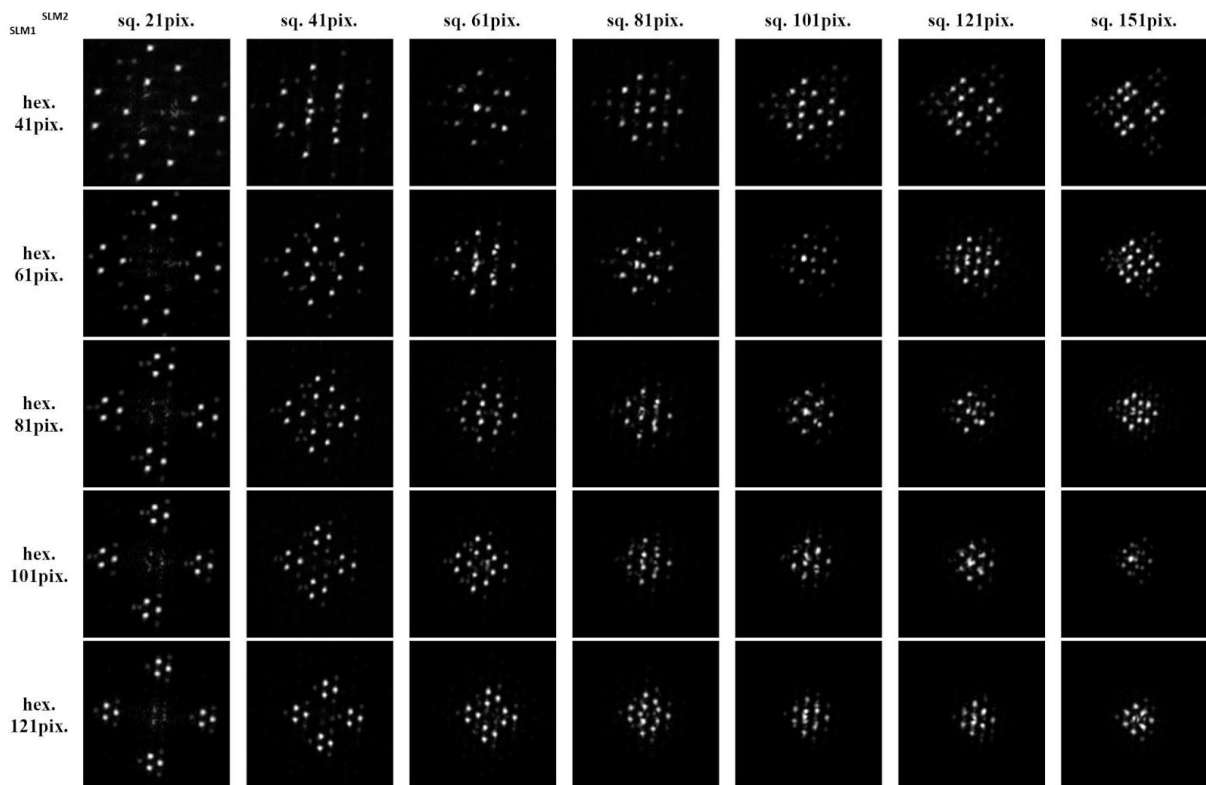
Този ефект е проявление на две познати теореми на Фурие-трансформациите, получени при преминаването през тънка леща, а именно:

- теорема за подобие, гласяща, че “широки” функции във времето (пространството) отговарят на “тесни” функции във пространството(времето).
- теорема за конволюцията, гласяща че Фурие-трансформацията на произведението на две функции е конволюция на Фурие-трансформациите на двете функции.

Създаваме ромбоидна “голяма” структура състояща се от “под-снопове”, подредени в триъгълна форма, с оптични вихри, вложени във всеки от 12-те “под-снопа”, използвайки съотношение между решетъчните периоди на двете решетки от оптични вихри $\Delta = \Delta_{sq} / \Delta_{hex} < 1$.

Друга аналогична възможност е да смесим квадратна решетка от оптични вихри с „голям“ период, с хексагонална решетка с „малък“ период. В контраст с резултатите при малки Δ (под 1), „малката“ структура се формира от квадратната решетка с по-големия решетъчен период – пиковете са подредени на върховете на три ромба, докато ромбовете са върхове на равнобедрен триъгълник. Съответно, в този случай, „голямата“ структура е триъгълна и се състои от групи по четири пика, разположени на върховете на равноностранен триъгълник, вписани в по-голям завъртян триъгълник, с по-бледи пикове.

На Фигура 17 са представени преоформения на снопа при различни съотношения периодите на квадратната и хексагонална решетка. Фината структура на Фигура 17, може да бъде променяна и оптимизирана посредством контролния параметър $\Delta = \Delta_{sq} / \Delta_{hex}$.



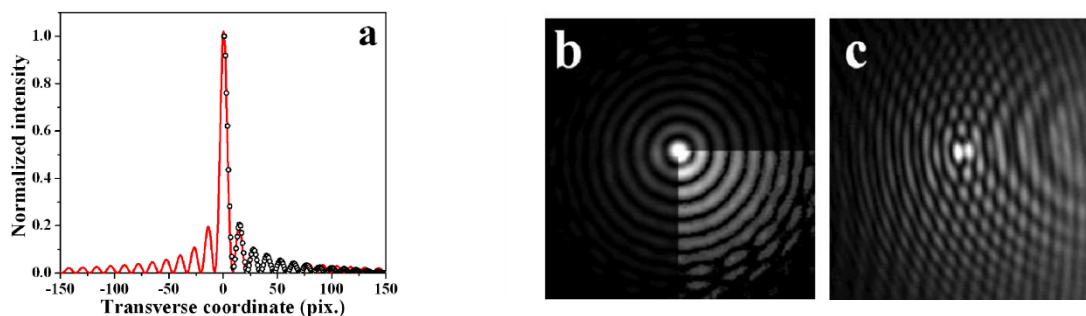
Фигура 17. Експериментално получени преоформяния в далечната зона, за различни отношения на квадратна към хексагонална решетки от оптични вихри $\Delta = \Delta_{sq} / \Delta_{hex}$ програмирани на фазовите модулатори.

4. Получаване на Бесело-подобни снопове при анихилиране на високо заредени оптични вихри

При работата с матрици от оптични вихри, при изтриване на оптични вихри, използвахме единичен топологичен заряд и наблюдавахме резултатите от изтриването му във фокуса на лещата (изкуствена далечна зона). В тази глава ще разгледаме поведението на снопове, получени при изтриването на високо заредени оптични вихри и поведението им по продължението на оптичната ос във фокалната равнина и след нея.

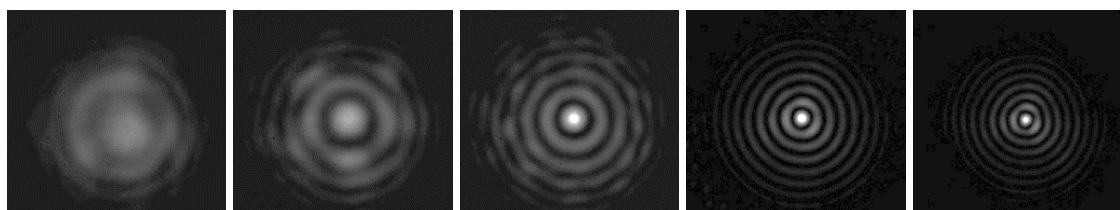
4.1. Изтриване на оптичен вихър с висок топологичен заряд. Преход от Гаусов към Гаус-Беселов снап - сравнителен анализ

Идеята на „изтриването“ на оптични вихри са приложени отново и в тази част от дисертацията. При „изтриване“ на оптични вихри с ниски заряди (напр. топологичен заряд $m=1$) възстановеният снап е очаквано близък до Гаусов. Получените резултати при изтриване на високо заредени оптични вихри възстановява снап, който съдържа негладък профил на интензитета. Такива снопове ще наричаме „Гаус-Беселови“ снопове, тъй като експерименталните данни за интензитета, при апроксимация, с много висока точност, се описват от функция на Бесел.



Фигура 18. (а) Радиален профил на интензитета на получения Беселов сноп, регистриран при „изтриване“ на оптичен вихър с топологичен заряд $m=21$ (точки) и съответната апроксимация с Беселова функция от нулев порядък (червена крива). Оригиналният снет профил на интензитета (b) и съответната интерференчна картина, която потвърждава липсата на фазова дислокация в пика (последната - получена посредством пропускане и на опорния сноп).

Преминаването от възстановен Гаусов към „Гаус-Беселов“ сноп е показано на Фигура 19. Показаните кадри на профила на интензитета доказват постепенното създаване и оформяне на допълнителни „сателитни“ пръстени, които първоначално са недобре оформени и прекъснати, но с увеличаването на първоначално генерирания и впоследствие изтрят топологичен заряд стават по-гладки и затворени. Фигура 18(c) показва също, че между генерираните сателитни пръстени има π -фазов скок, който обяснява голямата дълбочина на модулацията им. Това се вижда от разместването на интерференчните ивици от пръстен към пръстен.



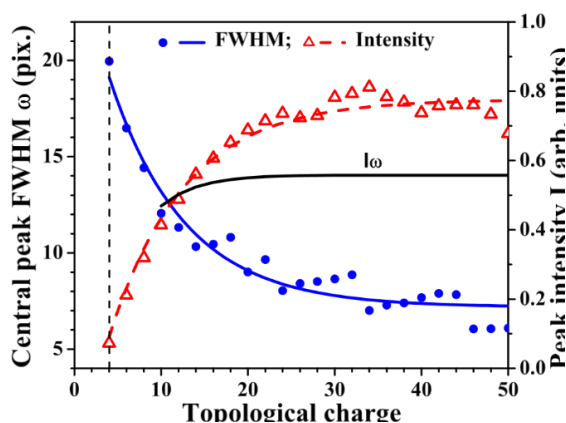
Фигура 19. Профили на интензитета на преформирания сноп при изтриване на оптични вихри с различни топологични заряди ($z=30$ ст след фокуса на лещата): $m=1,4, 10,28,48$.

Интересен ефект, който се наблюдава, е намаляването на радиуса на получения профил на интензитета на централния пик на Гаус-Беселовия сноп от нулев порядък с увеличаване на (впоследствие изтрития) топологичен заряд.

На Фигура 18 са представени резултатите, които показват, че полученият профил на интензитета (b) при изтриване на оптичен вихър с топологичен заряд $m=21$ и полученият от него осреднен радиален профил ((a) – точки) може да бъде апроксимиран много добре от функция на Бесел $I(r) = I_0 J_0^2(wr)$. Както може да се очаква, тъй като функцията на Бесел и описаните в литературата Беселови светлинни снопове са такива с безкрайна енергия, получения профил е умножен с Гаусова „обвивка“. За топологични заряди под $m=10$, снопът няма ясно изявиени минимума и максимуми (пръстени), като централният максимум е много широк, с нисък интензитет и не може да бъде апроксимиран с функция на Бесел (уравнение $I(r) = I_0 J_0^2(wr)$).

4.2. Зависимости на параметрите на Гаус-Беселовия сноп от топологичния заряд и разстоянието след фокуса на лещата.

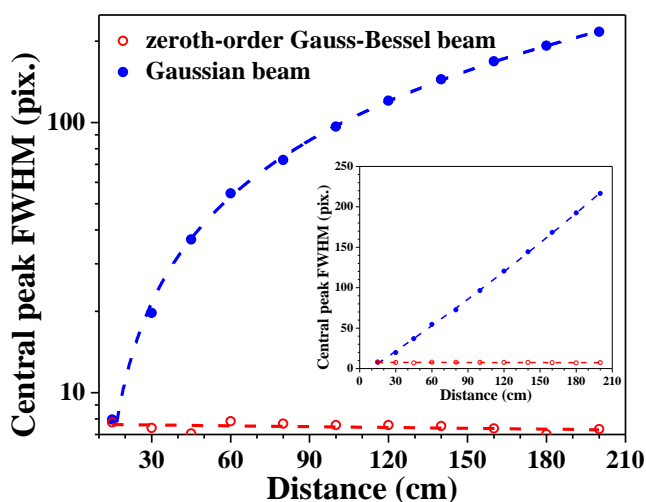
Представените експериментални данни на Фигура 19 показват зависимост на параметрите на Гаус-Беселов сноп от топологичния заряд. Вижда се, че с увеличаването на топологичния заряд на изтрития оптичен вихър ширината на централния пик намалява до определена асимптотична стойност. Това, което можем да наблюдаваме, обаче е повишаване на интензитета на този централен максимум. Комбинацията от тези две зависимости е представена на Фигура 20, като синята гладка линия представлява осреднената ширина на централния максимум (сини точки – експериментални данни), а червената пунктирна линия – осреднения интензитет (червени триъгълници – експериментални данни). Черната линия представлява произведението на съответните ширина и интензитет на централния пик, което показва, че енергията носена от централния максимум относително слабо зависи от големината на изтрития топологичен заряд.



Фигура 20. Зависимост на интензитета на централния максимум от големината на топологичния заряд на изтрития оптичен вихър, обозначена с червен цвят (триъгълници – експериментални данни, пунктир – осреднена стойност) и съответната ширина на централния максимум, обозначен със син цвят (точки – експериментални данни, плътна линия – осреднена стойност). Черна линия – произведение на максималния интензитет и ширината на максимума ($z=60\text{cm}$ след фокуса на лещата).

Показаните данни са осреднени азимутално, което дава по-гладки криви при анализа на експериментални данни, без да подменя експерименталните тенденции. Наблюдаваното накъсване на пръстени на всички кадри, нестабилности на входящия Гаусов сноп, както и шумове от CCD камерата, бива намалено като ефект, при използването на такъв метод на осредняване. Тъй като един чисто Беселов сноп е недифрагиращ, но все пак работим с реален „Гаус-Беселов“ сноп с крайна енергия, трябва да се очакват слаби дифракционни ефекти.

Въпреки това, при изследването на Гаус-Беселовия сноп, той показва забележителна стабилност спрямо дифракционни ефекти при наблюдавани разстояния от $z=0$ до $z=200$ cm след фокуса на лещата. На Фигура 21 е представена зависимостта на ширината на централния максимум от разстоянието след фокуса на лещата (а), както и сравнение на същата зависимост спрямо поведението на Гаусовия сноп (б) при същата експериментална установка. (В последния случай двата фазови модулятора действат като огледала).



Фигура 21. Зависимост на ширината на централния максимум на Гаус-Беселовия сноп от разстоянието след фокуса на лещата при изтриване на оптични вихри с топологичен заряд $m=30$, с насложен, за сравнение, размер на Гаусовия сноп.

Фигура 21 е най-впечатляващата за разликата в поведението на Гаусовите и Гаус-Беселовите снопове, което предполага изключително много приложения.

Освен стабилност на централния максимум, Гаус-Беселовите снопове показват стабилност и на пръстените. Коректно е и обратното твърдение – стабилността на централния пик е резултат от стабилността на „поддържащите го“ пръстени на Гаус-Беселовия сноп.

Въпреки стабилността на част от параметрите на снопа по оста на разпространение, поведението на интензитета на централния максимум спрямо позицията след фокуса на лещата, е „нестабилен“, но все пак със забележително ниските разходимости от порядъка на десетки микрорадиани. Като цяло, сравнени с обичайния Гаусов сноп, получените чрез изтриване на оптични вихри с различни топологични заряди Гаус-Беселови снопове показват забележителна стабилност на параметрите. Използвайки фазов модулатор, чиито фаза може да бъде лесно променяна, топологичният заряд може да бъде използван като контролен параметър за промяна на характеристиките на получения Гаус-Беселов сноп.

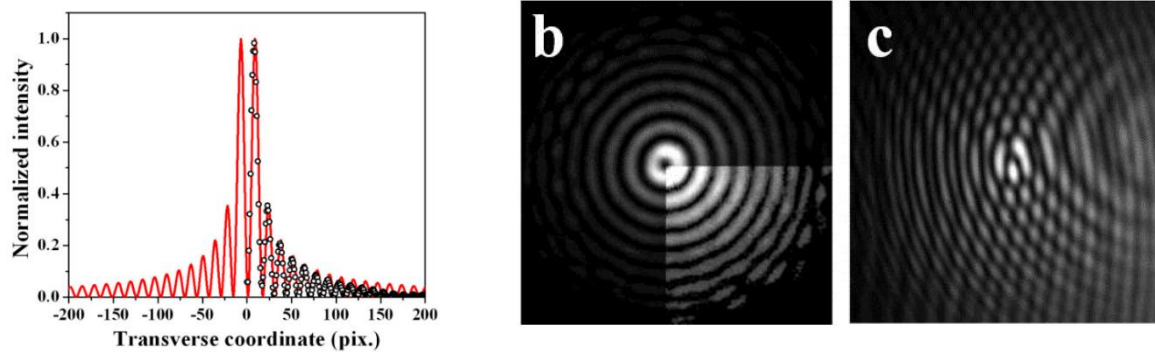
5. Редуциране на топологични заряди на снопове, съдържащи оптични вихри, за получаване на Бесело-подобни снопове

Следващата стъпка е изследването на сноп, който вместо с изтрит оптичен вихър с висок заряд е „компенсиран“ с оптичен вихър отново с топологичен заряд със знак, противоположен на първоначалния, но със стойност $\Delta m = \pm 1$. Такъв сноп ще има „остатъчен“ заряд $m = \pm 1$ в центъра си. Такъв сноп ще бъде наречен Гаус-Беселов сноп от първи порядък.

5.1. Създаване на Гаус-Беселов сноп с остатъчен оптичен вихър (Гаус-Беселов сноп от първи порядък) посредством редуциране на топологичния заряд.

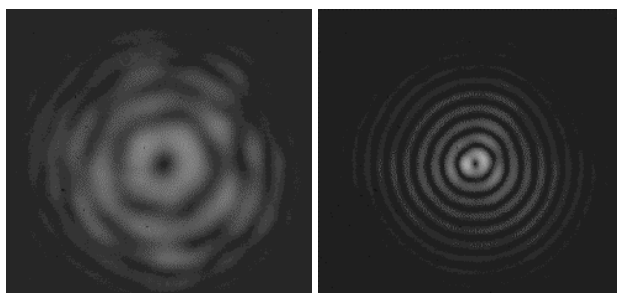
Идеята тук е „редуциране“ на оптични вихри посредством кодиране на оптичен вихър с противоположен по знак топологичен заряд с размер $\Delta m = \pm 1$ на втория фазов

модулятор. Възстановеният сноп е, очаквано, с поместен оптичен вихър в централния пик. Получените резултати при изтриване на високо заредени оптични вихри възстановява сноп, който съдържа негладък профил на интензитета. Аналогично на предишната точка, той може да бъде описан с функция на Бесел. Такива снопове отново ще наричаме „Гаус-Беселови“ снопове. За да бъдат различни оттук нататък ще наричаме „изтрития“ оптичен вихър Гаус –Беселов сноп от нулев порядък, а редуцирания до $m = \pm 1$ - Гаус –Беселов сноп от първи порядък. Мотив за това е, че експерименталните данни за интензитета, при апроксимация, с много висока точност се описват от функция на Бесел от първи порядък.



Фигура 22. (а) Радиален профил на интензитета на Беселов сноп, получен при „редуциране“ на оптичен вихър с топологичен заряд $m=21$ (точки) и съответната апроксимация с Беселова функция от първи порядък (червена линия). Оригиналния снет профил на интензитета (b) и съответната интерференчна картина, (с), получена посредством пропускане и на опорния сноп, потвърждава наличието на остатъчен оптичен вихър. Позиция на CCD камерата – 15cm след фокуса на лещата.

Преформирането на интензитета от сноп с оптичен вихър към Гаус-Беселов от първи порядък е показано на Фигура 23. Кадрите за профила на интензитета показват постепенното оформяне на допълнителни „сателитни“ пръстени, които първоначално не са добре оформени и прекъснати, но с увеличаването на изтрития топологичен заряд стават все по-гладки и затворени.



Фигура 23. Профили на интензитета при редуциране на оптични вихри с различни топологични заряди до топологичен заряд $m=6$ (ляво), $m=30$ (дясно).

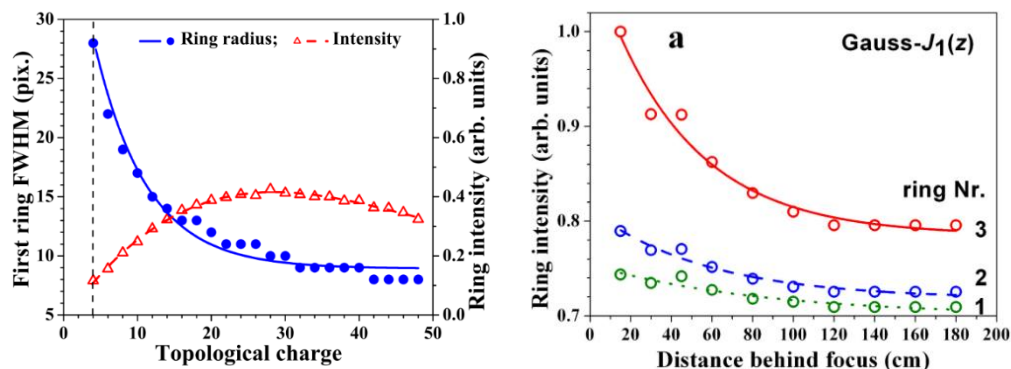
Тук обаче се наблюдава тъмното петно в центъра на снопа, което е оптичен вихър. Друг интересен ефект, който се наблюдава отново, е намаляването на дебелината на пръстена и радиуса на получените пръстени с увеличаване на топологичния заряд, който се редуцира.

На Фигура 22 са описани резултатите, които показват, че полученият профил на интензитета (b) при редуциране на оптичен вихър с топологичен заряд $m=21$ до такъв с топологичен заряд $m=1$ и полученият от него осреднен радиален профил (a) – точки, може

да бъде апроксимиран много добре от функция на Бесел от първи ред: $I(r) = I_0 J_1^2(wr)$. Беселови снопове от първи порядък са с безкрайна енергия, което променя описанието от Беселови на Гаус-Беселови снопове от първи порядък, поради „обвивката“, определена от Гаусовата форма на първоначалния лазерен сноп.

5.2. Зависимост на параметрите на Гаус-Беселов сноп от първи порядък от топологичния заряд.

Представените експериментални данни на Фигура 23 показват зависимост на параметрите на Гаус-Беселовия сноп от първи порядък от топологичния заряд.



Фигура 24. Зависимост на ширината на първия пръстен от големината на топологичния заряд на изтрития оптичен вихър и интензитета му в зависимост от разстоянието след фокуса на лещата

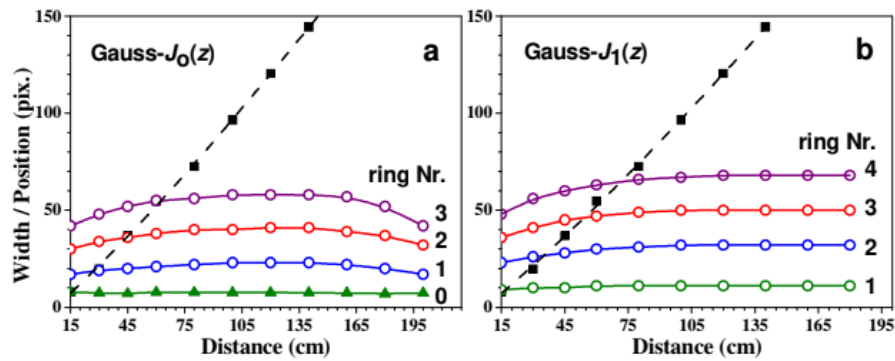
Зависимостта на Фигура 24 показва, че с увеличаването на топологичния заряд на редуцирания оптичен вихър, интензитетът на първия наблюдаван пръстен (подобно на централния пик, в случая на Гаус-Беселов сноп нулев порядък) нараства до определена стойност и след това започва да намалява. Това поведение се предполага от „прехвърлянето“ на енергия от централния към следващите пръстени. Наблюдаваме нарастване на интензитета на централния пръстен за сметка на ширината му. Всички анализирани данни са осреднени азимутално, което спомага за намаляване на споменатите ефекти и получаване на гладки криви при снемането на експериментални данни, без да променя физическата картина. Интензитетът отново намалява до определена асимптотична стойност. При разстояния над $z=180$ cm, имаме не добре оформени пръстени, което предполага нестабилност и разпадане на формираната структура.

Създават се Гаус-Беселови снопове от нулев или от първи порядък, разпространяващи се до $z = 200$ cm, което е пъти повече в сравнение с „класическия“ аксиконен метод, който дава дължини на разпространение от порядъка на милиметри и сантиметри. В този смисъл тук е показана работоспособността на метод, основан на сингулярната оптика, който на порядъци превъзхожда известните до момента методи за генериране на Гаус-Беселови снопове.

6. Сравнение на поведението на Гаус-Беселови снопове от нулев и първи порядък

Поведението на Гаус-Беселови снопове от нулев и първи порядък е много подобно, както и по оста z , така и с повишаване на изтрития/редуциран топологичен заряд. На

Фигура 25 е представена зависимостта на ширината и съответните позиции на централния максимум и първите 3 пръстена на Гаус-Беселов сноп от нулев порядък (а) и първите 4 пръстена на Гаус-Беселов сноп от първи порядък (б) спрямо Гаусов сноп (черна пунктирана линия). Гаусовият сноп е снет на същата експериментална установка, като двата фазови модулятора нямат програмиран фазов профил, а действат като огледала.



Фигура 25. Сравнение на ширината и съответните позиции на централния максимум и първите 3 пръстена на Гаус-Беселов сноп от нулев порядък (а) и първите 4 пръстена на Гаус-Беселов сноп от първи порядък (б) спрямо Гаусов сноп (черна пунктирана линия).

7. Описание на Гаус-Беселови снопове от нулев и първи порядък

В тази част е представен прост аналитичен модел за описание на поведението на Гаус-Беселови снопове от нулев и от първи порядък. Използваме обратните стъпки, извършени в [60], отнасящи се до генерирането на идеални вихрови снопове.

Разглеждайки случаите, където $m=0$ и 1, получаваме функции на Гаус-Бесел от нулев и първи порядък. Този модел няма претенции за пълнота, а по-скоро доказва, че получен светъл пръстен, съдържащ оптичен вихър (с висок топологичен заряд, което води до голямо съотношение на радиуса на пръстена спрямо ширината на дъгата му; $r_0/\omega_0 \gg 1$), след като топологичният заряд бъде изтрит или редуциран, в далечната зона ще доведе до разпределение на амплитудата на електричното поле описвана с Гаус-Беселова функция.

8. Обобщение на проведените изследвания

Представените експериментални данни потвърждават описаните в литературата поведения на фазови дислокации и преобразуването на входен Гаусов сноп след отражение от фазов модулатор. Допълнително са изследвани взаимодействията на оптични вихри и матрици от вихри, създадени от двойка фазови модулатори. При използването на матрици от оптични вихри можем да удвоим, изтрием или променим топологичния заряд на оптичните вихри. Разгледани са различни форми на елементарни клетки, при създаване на решетка (матрица) от оптични вихри, както и комбиниране на квадратна и хексагонална решетки от оптични вихри за контролиране на позицията и формата на получените във фокуса на леща (изкуствена далечна зона) светли структури, съставени от множество пикове.

Разгледани са единични оптични вихри с високи заряди ($m > 10$), създадени от първия фазов модулатор, които впоследствие са изтрети или редуцирани до оптичен вихър с топологичен заряд $m=1$. Изследвани са резултатните Гаус-Беселови снопове, апроксимирани с функция на Бесел съответно от нулев и първи порядък. Тези снопове са разгледани при различни условия: използване на различни топологични заряди на генерираните оптични вихри ($m=1$ до $m=50$), както и на различни разстояния след фокуса на леща ($z=0$ до $z=200\text{cm}$). Създаден е базов модел описващ причините за възстановяване на Гаус-Беселов сноп, вместо възстановения при ниски заряди Гаусов сноп.

V. РЕЗУЛТАТИ

1. Фурие-трансформацията на матрици от оптични вихри с редуващи се по знак топологични заряди, с квадратна и с хексагонална елементарна клетка, води до съответно структура от 4 пика, подредени във върховете на квадрат и до 3 пика, подредени във върховете на триъгълник. Размерът на такава структура във фокалната равнина (изкуствена далечна зона) може да се контролира чрез периода на началната матрица.
2. Смесването на матрици от оптични вихри с квадратна елементарна клетка води, съобразно теоремата за конволюцията, до едромасабна структура (пикове по върховете на квадрат) от пикове, подредени в квадрати (дребно масштабна структура). Дребно масштабната структура се определя от решетката от вихри с голям период, едромасабната структура – от решетката от вихри с малък период.
3. Смесването на матрици от оптични вихри с алтернативни по знак топологични заряди, съответно с квадратна и с хексагонална елементарна клетка, води до разнообразни, ясно формирани и стабилни фокални структури от светли снопове, с контролните параметри периодите на матриците от оптични вихри.
4. Всички пикове на споменатите структури могат да бъдат допълнително модулирани с поместването в тях на оптичен вихър, на квази-двумерна и на едномерна фазова дислокация.
5. Показан е метод за генериране на Гаус-Беселови снопове от нулев и от първи порядък чрез анихилиране/редуциране на високо заредени оптични вихри и последващата им Фурие-трансформация с тънка леща. Генерираните Гаус-Беселови снопове са с минимална разходимост от порядъка на и по-малко от 50 микрорадиана и се разпространяват стабилно на разстояния, надхвърлящи 2.5 метра след фокуса на леща.

Така формулираните изводи дават желаната мотивация за продължаване на изследванията към нелинейни процеси с такива снопове, включително контролирано формиране на филаменти, кохерентно комбиниране на снопове, претърпели фазова само модуляция и генериране на подредени структури от Гаус-Беселови снопове.

VI. СПИСЪК НА ПУБЛИКАЦИИТЕ, ПО КОИТО Е ИЗГРАДЕНА ДИСЕРТАЦИЯТА

A СТАТИИ В МЕЖДУНАРОДНИ СПИСАНИЯ С ИМПАКТ ФАКТОР

- 1 L. Stoyanov, G. Maleshkov, M. Zhekova, I. Stefanov, D. N. Neshev, G. G. Paulus, and A. Dreischuh, "Far-field pattern formation by manipulating the topological charges of square-shaped optical vortex lattices," J. Opt. Soc. Am. B 35, 402-409 2018
- 2 Stoyanov, L., Maleshkov, G., Zhekova, M. et al. „Controllable beam reshaping by mixing square-shaped and hexagonal optical vortex lattices”, Sci Rep 9, 2128, doi:10.1038/s41598-019-38608-5 2019
- 3 Maya Zhekova, Georgi Maleshkov, Lyubomir Stoyanov, Ivan Stefanov, Gerhard G. Paulus, Alexander Dreischuh, "Formation of multi-spot focal arrays by square-shaped optical vortex lattices", Optics Communications, Volume 449, p 110-116, doi:10.1016/j.optcom.2019.05.051 2019
- 4 N. Dimitrov, M. Zhekova, G. G. Paulus, A. Dreischuh, „Inverted field interferometer for measuring the topological charges of optical vortices carried by short pulses“, Optics Communications, Vol. 456, 2020, 124530, doi.org/10.1016/j.optcom.2019.124530 2020

B СТАТИИ В МЕЖДУНАРОДНИ СПИСАНИЯ С ИМПАКТ-РАНГ

- 1 L. Stoyanov; N. Gorunski; M. Zhekova; I. Stefanov; A. Dreischuh, "Vortex interactions revisited: Formation of stable elementary cells for creation of rigid vortex lattices", Proceedings Volume 11047, 20th International Conference and School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications; 110471D, doi:10.1117/12.2516531 2019

C СТАТИИ В РЕФЕРИРАНИ СПИСАНИЯ

- 1 L. Stoyanov, G. Maleshkov, M. Zhekova, S. Topuzoski, I. Stefanov, G. Paulus, A. Dreischuh, "Manipulation of the topological charges of optical vortices: Recent results," Annuaire de l'Université de Sofia "St. Kliment Ohridski", Faculté de Physique 2019

D ПОСТЕРНИ ДОКЛАДИ НА КОНФЕРЕНЦИИ

- 1 M. Zhekova, L. Stoyanov, I. Stefanov, G. G. Paulus, A. Dreischuh, "Gauss-Bessel beam formation using annihilation and modification of optical vortices", International Conference of Quantum, Nonlinear and Nanophotonics'2019 (Sept. 02-04, 2019, Sofia, Bulgaria). Poster. 2019
- 2 L. Stoyanov, G. Maleshkov, M. Zhekova, I. Stefanov, G. G. Paulus, and A. Dreischuh, "Far-Field Pattern Formation by Manipulating the Topological Charges of Hexagonal Optical Vortex Lattices", 20th International Conference and School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications (Sept. 17-21, 2018, Nessebar, Bulgaria). Poster PE16. 2018
- 3 N. Dimitrov, L. Manova, M. Zhekova, I. Stefanov, A. Dreischuh, "Collinear inverted field autocorrelation of femtosecond vortex pulses/beams," 20th International Conference and School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications (Sept. 17-21, 2018, Nessebar, Bulgaria). Poster PE3. 2018
- 4 M. Zhekova, L. Stoyanov, G. Maleshkov, I. Stefanov, G. G. Paulus, and A. Dreischuh, "Bessel-like beam formation by annihilating the topological charges of optical vortices", 20th International Conference and School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications (Sept. 17-21, 2018, Nessebar, Bulgaria). Poster PE15. 2018

- 5 L. Stoyanov, G. Maleshkov, M. Zhekova, I. Stefanov, G. G. Paulus, and A. Dreischuh, 2018
"Far-Field Beam Manipulating by Mixing Square-Shaped and Hexagonal Optical Vortex Lattices", 20th International Conference and School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications (Sept. 17-21, 2018, Nessebar, Bulgaria). Poster PE13.
- 6 L. Stoyanov, G. Maleshkov, M. Zhekova, I. Stefanov, G. G. Paulus, and A. Dreischuh, 2018
"Far-field Beam Reshaping of Square and Hexagonal Optical Vortex Lattices by a Second Identical Lattice," 10th Jubilee Conference of the Balkan Physical Union (Aug. 26-30, 2018, Sofia, Bulgaria).
- Е ИЗНЕСЕНИ ДОКЛАДИ НА КОНФЕРЕНЦИИ**
- 1 A. Dreischuh, L. Stoyanov, G. Maleshkov, M. Zhekova, I. Stefanov, S. Topuzoski, Lj. 2018
 Janicijevic, P. Hansinger and G. G. Paulus, *"Manipulating the Topological Charges of Singular Optical Beams,"* 10th Jubilee Conference of the Balkan Physical Union (Aug. 26-30, 2018, Sofia, Bulgaria).
- 2 L. Stoyanov, G. Maleshkov, M. Zhekova, I. Stefanov, A. Dreischuh, S. Topuzoski, Lj. 2018
 Janicijevic, P. Hansinger and G. G. Paulus, *"Far-field beam reshaping by optical vortices and vortex lattices,"* Plenary talk PT-02 (Sept. 27, 2018, 15:00-15:45) at the 12th International Conference of the Society of Physicists of Macedonia (September 27-30, Ohrid, Macedonia)
- 3 M. Zhekova, L. Stoyanov, I. Stefanov, A. Dreischuh, *"Bessel-like beam generation by 2017
 manipulation of the topological charges of optical vortices"*, - Хумболтов колегиум "Humboldtians and Scientific Progress in the Central and Eastern European (CEE) Countries", София, 16-18 ноември 2017 г.
- 4 M. Zhekova, L. Stoyanov, A. Dreischuh, *"Gauss-Bessel beam formation via 2019
 annihilating optical vortices"*, 7th International Symposium Optics & its Applications, September 20-24, 2019, Yerevan-Ashtarak, Armenia
- Е УЧАСТИЯ В ШКОЛИ**
- 1 ELISS 2019, ELI Summer school 2019, ELI Beamlines facility, Dolní Břežany, Czech 2019
 republic, August 25-30, 2019

VII. ЛИТЕРАТУРА

1. G. A. Swartzlander, Jr. and C. T. Law, "Optical vortex solitons observed in Kerr nonlinear media," *Phys. Rev. Lett.* **69**(17), 2504 (1992).
2. C. T. Law, X. Zhang, and G. A. Swartzlander, "Waveguiding properties of optical vortex solitons," *Opt. Lett.* **25**(1), 55 (2000).
3. G. I. Stegeman and M. Segev, "Optical spatial solitons and their interactions: Universality and diversity," *Science* (80-.). **286**(5444), 1518–1523 (1999).
4. G. Maleshkov, P. Hansinger, A. Dreischuh, and G. G. Paulus, "Fractional vortex dipoles of edge-screw type in self-focusing Kerr nonlinear media," in *16th International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications* (2010), **7747**, p. 77471P.
5. P. Hansinger, A. Dreischuh, and G. G. Paulus, "Vortices in ultrashort laser pulses," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **104**(3), 561–567 (2011).
6. P. Hansinger, A. Dreischuh, and G. G. Paulus, "Optical vortices in self-focusing Kerr nonlinear media," *Opt. Commun.* **282**(16), 3349–3355 (2009).
7. Y. S. Kivshar and B. Luther-Davies, "Dark optical solitons: Physics and applications," *Phys. Rep.* **298**(2–3), 81–197 (1998).
8. A. M. Weiner, "Femtosecond optical pulse shaping and processing," *Prog. Quantum Electron.* **19**(3), 161–237 (1995).
9. M. Remoissenet and J. A. Whitehead, *Waves Called Solitons: Concepts and Experiments* (1995), **63**(4).
10. P. Emplit, J. P. Hamaide, F. Reynaud, C. Froehly, and A. Barthelemy, "Picosecond steps and dark pulses through nonlinear single mode fibers," *Opt. Commun.* **62**(6), 374–379 (1987).
11. W. J. TOMLINSON, "Experimental Observation of the Fundamental Dark Optical Soliton in Optical Fiber," *Phys. Rev. Lett.* **61**(21), 2445 (1988).
12. G. A. Swartzlander, D. R. Andersen, J. J. Regan, H. Yin, and A. E. Kaplan, "Spatial dark-soliton stripes and grids in self-defocusing materials," *Phys. Rev. Lett.* **66**(12), 1583–1586 (1991).
13. G. R. Allan, S. R. Skinner, D. R. Andersen, and A. L. Smirl, "Observation of fundamental dark spatial solitons in semiconductors using picosecond pulses," *Opt. Lett.* **16**(3), 156 (1991).
14. S. S. R. Oemrawsingh, E. R. Eliel, J. P. Woerdman, E. J. K. Versteegen, J. G. Kloosterboer, and G. W. Hooft, "Production and characterization of spiral phase plates for optical wavelengths," *Appl. Opt.* **43**(3), 688 (2004).
15. M. J. Padgett, "Orbital angular momentum 25 years on," *Opt. Express* **25**(10), 11265 (2017).
16. H. He, M. E. J. Friese, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, "Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity," *Phys. Rev. Lett.* **75**(5), 199–202 (2016).
17. G. Molina-Terriza, J. P. Torres, and L. Torner, "Twisted photons," *Nat. Phys.* **3**(5), 305–310 (2007).
18. J. Wang, J. Y. Yang, I. M. Fazal, N. Ahmed, Y. Yan, H. Huang, Y. Ren, Y. Yue, S. Dolinar, M. Tur, and A. E. Willner, "Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing," *Nat. Photonics* **6**(7), 488–496 (2012).
19. S. Fürhapter, A. Jesacher, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, "Spiral interferometry," *Opt. Lett.* **30**(15), 1953 (2005).
20. R. Van Boxem, J. Verbeeck, and B. Partoens, "Spin effects in electron vortex states," *Epl* **102**(4), (2013).
21. L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, *Orbital Angular Momentum of Light and the Transformation of Laguerre-Gaussian Laser Modes* (1992), **45**.
22. R. A. Depine and N. E. Bonomo, "The Phase Rotor Filter," *J. Mod. Opt.* **42**(12), 2401–2412 (1995).

23. S. N. Khonina, V. V. Kotlyar, V. A. Soifer, M. V. Shinkaryev, and G. V. Uspleniev, *Trochoson* (1992), **9**.
24. A. Vasara, J. Turunen, and A. T. Friberg, "Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms," *J. Opt. Soc. Am. A* **6**(11), 1748 (1989).
25. C. N. Alexeyev, H. G. Galamaga, and A. V. Volyar, "Filter of optical vortices: highly twisted high-birefringence optical fibers," *Opt. Lett.* **31**(1), 8 (2006).
26. J. Masajada and B. Dubik, "Optical vortex generation by three plane wave interference," *Opt. Commun.* **198**(1–3), 21–27 (2001).
27. S. Juodkazis, H. Misawa, T. Hashimoto, E. G. Gamaly, and B. Luther-Davies, "Laser-induced microexplosion confined in a bulk of silica: Formation of nanovoids," *Appl. Phys. Lett.* **88**(20), 20–23 (2006).
28. L. Allen and M. J. Padgett, "The Poynting vector in Laguerre-Gaussian beams and the interpretation of their angular momentum density," *Opt. Angular Momentum* **184**(October), 75–79 (2016).
29. R. Oron, N. Davidson, A. A. Friesem, and E. Hasman, "Efficient formation of pure helical laser beams," *Opt. Commun.* **182**(1–3), 205–208 (2000).
30. A. Dreischuh, K. Bezuharov, G. G. Paulus, M. G. Schätzel, H. Walther, D. N. Neshev, W. Królikowski, and Y. S. Kivshar, "Femtosecond optical vortices in air," in *Advances in Physics and Astrophysics of the 21st Century* (2005), **95**(19).
31. D. Rozas, C. T. Law, G. A. Swartzlander, and G. A. Swartzlander, Jr., "Propagation dynamics of optical vortices," *J. Opt. Soc. Am. B* **14**(11), 3054–3065 (1997).
32. F. Stefanus Roux, "Dynamical behavior of optical vortices," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**(7), 1215 (1995).
33. D. Rozas, Z. S. Sacks, and G. A. Swartzlander, "Experimental observation of fluidlike motion of optical vortices," *Phys. Rev. Lett.* **79**(18), 3399–3402 (1997).
34. M. Assa, I. Velchev, D. Neshev, S. Dinev, and A. A. Dreischuh, "Topological-charge-controlled interaction within ordered structures of optical vortex solitons," *Ninth Int. Sch. Quantum Electron. Lasers--Physics Appl.* **3052**(August 2014), 218–222 (1996).
35. Y. Zhang and C. Xie, "Controlled interaction of the optical vortices generated by off-center spiral zone plates," *Opt. Commun.* **311**(January 2014), 65–71 (2013).
36. D. Neshev, A. Dreischuh, M. Assa, and S. Dinev, "Motion control of ensembles of ordered optical vortices generated on finite extent background," *Opt. Commun.* **151**, 413–421 (1998).
37. A. Dreischuh, S. Chervenkov, D. Neshev, G. G. Paulus, and H. Walther, "Generation of lattice structures of optical vortices," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(3), 550 (2002).
38. A. S. Desyatnikov, N. Sagemerten, R. Fischer, B. Terhalle, D. Träger, D. N. Neshev, A. Dreischuh, C. Denz, W. Krolikowski, and Y. S. Kivshar, "Two-dimensional self-trapped nonlinear photonic lattices," *Opt. Express* **14**(7), 2851 (2006).
39. E. Otte, K. Tekce, and C. Denz, "Tailored intensity landscapes by tight focusing of singular vector beams," *Opt. Express* **25**(17), 20194 (2017).
40. L. Stoyanov, N. Dimitrov, I. Stefanov, D. N. Neshev, and A. Dreischuh, "Optical waveguiding by necklace and azimuthon beams in nonlinear media," *J. Opt. Soc. Am. B* **34**(4), 801 (2017).
41. S. Topuzoski and L. Janicijevic, "Fraunhofer diffraction of a Laguerre-Gaussian laser beam by fork-shaped grating," *J. Mod. Opt.* **58**(2), 138–145 (2011).
42. L. Janicijevic and S. Topuzoski, "Fresnel and Fraunhofer diffraction of a Gaussian laser beam by fork-shaped gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* **25**(11), 2659 (2008).
43. L. Stoyanov, S. Topuzoski, I. Stefanov, L. Janicijevic, and A. Dreischuh, "Far field diffraction of an optical vortex beam by a fork-shaped grating," *Opt. Commun.* **350**(1), 301–308 (2015).
44. L. Stoyanov, G. Maleshkov, M. Zhekova, I. Stefanov, D. N. Neshev, G. G. Paulus, and A. A. Dreischuh, "Far-field pattern formation by manipulating the topological charges of square-shaped optical vortex lattices," *J. Opt. Soc. Am. B Opt. Phys.* **35**(2), (2018).

45. L. Stoyanov, G. Maleshkov, M. Zhekova, I. Stefanov, G. G. Paulus, and A. Dreischuh, "Far-field beam reshaping by manipulating the topological charges of hexagonal optical vortex lattices," *J. Opt.* **20**(9), 402–409 (2018).
46. V. Garcés-Chávez, D. McGloin, H. Melville, W. Sibbett, and K. Dholakia, "Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam," *Nature* (2002).
47. E. Inglis-Arkell, "Bessel Beams: The Coolest Physics Phenomena That Technically Don't Exist," .
48. D. McGloin and K. Dholakia, "Bessel beams: Diffraction in a new light," *Contemp. Phys.* **46**(1), 15–28 (2005).
49. J. Durnin, J. Miceli, and J. H. Eberly, "Diffraction-free beams," *Phys. Rev. Lett.* **58**(15), 1499–1501 (1987).
50. J. Durnin, "Exact solutions for nondiffracting beams I The scalar theory," *J. Opt. Soc. Am. A* **4**(4), 651 (1987).
51. A. Ashkin, "Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure," *Phys. Rev. Lett.* (1970).
52. G. David, "A revolution in optical manipulation," *Nature* (2003).
53. M. Padgett and R. Bowman, "Tweezers with a twist," *Nat. Photonics* (2011).
54. J. T. Barreiro, T. C. Wei, and P. G. Kwiat, "Beating the channel capacity limit for linear photonic superdense coding," *Nat. Phys.* (2008).
55. D. J. Richardson, J. M. Fini, and L. E. Nelson, "Space-division multiplexing in optical fibres," *Nat. Photonics* (2013).
56. N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner, and S. Ramachandran, "Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers," *Science* (80-.). (2013).
57. I. Alexeev, K. H. Leitz, A. Otto, and M. Schmidt, "Application of Bessel beams for ultrafast laser volume structuring of non transparent media," in *Physics Procedia* (2010).
58. N. Dimitrov, M. Zhekova, G. G. Paulus, and A. Dreischuh, "Inverted field interferometer for measuring the topological charges of optical vortices carried by short pulses," *Opt. Commun.* (2020).
59. N. Dimitrov, L. Stoyanov, I. Stefanov, A. Dreischuh, P. Hansinger, and G. G. Paulus, "Pulse front tilt measurement of femtosecond laser pulses," *Opt. Commun.* **371**, 51–58 (2016).
60. P. Vaity and L. Rusch, "Perfect vortex beam: Fourier transformation of a Bessel beam," *Opt. Lett.* **40**(4), 597 (2015).