

UNIVERZITET U BEOGRADU

FIZIČKI FAKULTET

Miroslav Petroski

Kontrolisana fragmentacija Beselovih
zraka u nelinearnim sredinama

doktorska disertacija

Beograd, 2026

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Miroslav Petroski

Controlled fragmentation of Bessel beams in nonlinear media

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2026

Mentor:

- dr Dragana Jović Savić, naučni savetnik, Institut za fiziku, Univerzitet u Beogradu

Članovi komisije:

- dr Dejan Timotijević, naučni savetnik, Institut za Multidisciplinarna istraživanja, Univerzitet u Beogradu
- Prof. dr Djordje Spasojević, redovni profesor, Fizički fakultet, Univerzitet u Beogradu
- Prof. dr Sunčica Elezović Hadžić, redovni profesor, Fizički fakultet, Univerzitet u Beogradu

Datum odbrane:

SPISAK RADOVA KORIŠĆENIH U DISERTACIJI

- Miroslav Petroski, Dejan V. Timotijević, Dragana M. Jović Savić, and Jadranka M. Vasiljević, *Head-on excitation of tilted solitons by fragmented Bessel beams*, **Chaos Solitons & Fractals**, **202**, 117434, (2026).
- Jadranka M. Vasiljević, Miroslav Petroski, Dejan V. Timotijević, Dragana M. Jović Savić, *Surface-Distributed Twisted Beams Nonlinearly Induced by Nondiffracting Beams*, **ACS Applied Optical Materials**, **4(2)**, 352-359, (2026).

Rezime

U okviru ove teze ispitivano je prostiranje i kontrola svetlosti dobijene preko nedifragujućih Beselovih zraka. Superpozicijom dva Beselova zraka sa različitim parametrima, njihovom propagacijom kroz fotorefraktivni kristal, izučavana je mogućnost kontrole fragmentacije Beselovih zraka, diskretna difrakcija i pojava kosih solitona čeonim upadom zraka. Korišćenjem podesive azimutalne i fazne modulacije Beselovih zraka, ispitivana je mogućnost za kontrolisanu fragmentaciju snopa i posmatrano je spontano formiranje više parova kosih solitona preko narušavanja simetrije iznad praga nelinearnosti. Izučavan je metod za kreiranje mikrostruktura indukovanih svetlošću sastavljenih od uvijenih snopova zraka raspoređenih po različitim površinama. Kao demonstracija, modulisani Beselovi zraci su korišćeni u eksperimentu optičke indukcije sa jednim prolazom unutar jednoosnog anizotropnog fotorefraktivnog kristala. Nelinearno ponašanje ovih zraka ispitivano je variranjem njihove veličine, nivoa modulacije i ulazne snage. Ispitivano je formiranje višestrukih diskretnih solitona na površinama, bez potrebe za prethodno upisanom fotonskom rešetkom ili kosim upadom probnog zraka.

Rad je podeljen u šest poglavlja, a sadržaj pojedinačnih poglavlja dat je u daljem tekstu.

U uvodnom poglavlju dat je pregled dosadašnjih rezultata u oblasti nelinearne fotonike. Kontrolisanje propagacije svetlosti samom svetlošću, nelinearnom interakcijom preko fotonskog kristala, ključan je faktor za realizaciju naprednih i potpuno optičkih tehnologija. Fundamentalno razumevanje procesa stvaranja strukturirane svetlosti, prenosi se u mnogo oblasti kao što su mikroskopija, komunikacija sa velikim brzinama prenosa podataka, optičko zarobljavanje i kvantna optika. Jedan od obećavajućih pristupa a koji je i jedan od osnovnih ciljeva istraživanja u okviru ove teze, jeste primena Beselovih struktura i mogućnost kontrole njihovog prostiranja, fragmentacije, njihovu difrakciju i zakrivljenje svetlosti bez predhodnog upisivanja rešetke u fotorefraktivnom materijalu. Beselovi zraci kao jedan od tipova nedifragujućih zraka, svojim posebnim karakteristikama privlače veliku pažnju za buduća istraživanja.

U sledećem poglavlju polazeći od klasične elektrodinamike postavljene su teorijske osnove za istraživanja u ovoj tezi. Polazeći od Maksvelovih jednačina prikazano je dobijanje talasne jednačine sa paraksijalnom aproksimacijom optičkih polja, koristeći pri tome Gausovu raspodelu intenziteta, koja je u osnovi u mnogim teorijskim i eksperimentalnim istraživanjima. Razmatran je koncept nedifrakcione propagacije koherentnih nedifragujućih zraka. Predstavljena je Beselova diferencijalna jednačina kao jedno od radijalnih rešenja talasne jednačine, pa samim tim dobijanje Beselovih funkcija.

U trećem poglavlju razmatrani su fotonski kristali kao posebne strukture koje se nalaze u prirodi, a isto tako kao strukture koje je stvorio čovek. Od posebnog značaja su fotonske rešetke, koje se mogu javiti u sve tri prostorne dimenzije, kao periodične, uredjene ili neuredjene strukture. Od posebnog interesa su spiralno uvijena fotonska kristalna vlakna i uvijene fotonske kristalne rešetke. U ovoj tezi posebno ispitujemo dobijanje uvijenih struktura propagacijom Beselovih zraka.

Četvrto poglavje je posvećeno fotorefraktivnom efektu i njegovom teorijskom objašnjenju, kao ključnom efektu u razumevanju mnogo nelinearnih optičkih fenomena. Razmatran je zonski model transporta naelektrisanja u anizotropnoj aproksimaciji, koja veoma dobro opisuje realne eksperimentalne rezultate. Razmatrane su osobine fotorefraktivnog kristala Stroncium Barium Niobata (SBN), linearni Pokelsov i kvadratni Kerov elektrooptički efekat.

U narednom poglavlju prikazani su rezultati ekperimentalnog i teorijskog istraživanja. Ovo poglavje je podeljeno na pet zasebne celine.

U prvom paragrafu petog poglavlja prikazana je šema eksperimentalne postavke za izučavanje Beselovih zraka u nelinearnoj sredini. Konceptija tehnike optičke indukcije u SBN kristalu je modulacija indeksa prelamanja uzrokovana spoljašnjim osvetljenjem. Ova tehnika je korišćena za generisanje različitih dielektričnih struktura veštački dizajniranom modulacijom indeksa prelamanja, kao na primer helikoidno uvijenih fotonskih rešetki. Izvor svetlosti je $Nd : YVO_4$ (Neodimijumom dopirani Itrijum ortovanadiumom) laser sa udvostručenom frekvencijom i talasne dužine $\lambda = 532nm$. Polarizovani strukturirani zrak se širi kroz spolja polarizovan (sa spoljašnjim električnim poljem) kristal SBN61:Ce, dopiran sa Ceriumdioksidom za bolje izražavanje njegovih optičkih efekata. Dobijeni rezultati se snimaju kamerom, koja je povezana sa računarom za čuvanje i dalju analizu dobijenih slika. Teorijska analiza obuhvata paralelno rešavanje nelinearne paraksijalne Šredingerove propagacione jednačine i anizotropne potencijalne jednačine bez efekta difuzije. Za numeričko rešavanje ove dve pomenute jednačine (propagacije i potencijalne jednačine) koristi se simetrizovani metod propagacije sa podeljenim korakom.

U drugom paragrafu petog poglavlja prikazano je pobudjivanje kosih solitona pomoću fragmentisanih Beselovih zraka koji ulaze normalno na kristal SBN. Posmatraju se različiti efekti duž odvojenih pravaca koji su uzrokovani anizotropijom kristala. Dostupnost finog podešavanja ovih solitona otvara nove mogućnosti za naprednu kontrolu svetlosti u nelinearnim medijima i ima značajan potencijal za primene u optičkom inženjerstvu, komunikacijama i obradi informacija. Analizom transversalne i longitudinalne komponente Pointingovog vektora, koje su ortogonalne jedna na drugu, zajedno sa rezultujućim Pointingovim vektorom koji opisuje ukupni protok energije, prikazana je numerički dobijena raspodela intenziteta duž pravca prostiranja.

Treći paragraf petog poglavlja sadrži istraživanje propagacije Beselovih zraka, modulisani amplitudnom i fazom, koji imaju aperiodični transversalni profil intenziteta i faze sastavljene od koncentričnih prstenova sa podesivim razmakom, kontrastom intenziteta i ugradjenim orbitalnim ugaonim momentom. Variranjem dimenzije snopa, redosleda, modulacije i ulazne snage, izvan pragova za modulaciju i nelinearnost, indukuju se uvijeni snopovi diskretnih solitona. Ako je ulazni snop u početku ograničen na jednu površinu, nelinearna interakcija omogućava prenos energije na druge zakrivljene površine, što dovodi do formiranja mikrostrukture jedne ili više površina.

Zadnji paragraf petog poglavlja sadrži novu metodu za kontrolisano formiranje hiralnih talasovoda, kroz nelinearno prostiranje modulisanih Beselovih snopova, omogućavajući direktno

i rekonfigurabilno upisivanje složenih struktura u fotorefraktivnoj sredini. Modulacija indeksa prelamanja se eksperimentalno postiže putem jednoprolazne optičke induksijske šeme.

Ključne reči: Beselovi zraci, fotorefraktivni kristal, diskretna difrakcija, solitoni, kose mode, protok energije, hiralne fotonske rešetke

Naučna oblast: Fizika

Uža naučna oblast: Nelinearna fotonika

Abstract

The topic of this thesis is an investigation of the light control obtained through nondiffracting Bessel beams. By superposing two Bessel beams with different input parameters and propagating them through a photorefractive crystal, the possibility of controlling the fragmentation of Bessel beams was studied and discrete diffraction and the appearance of tilted solitons due to the frontal incidence of the initial beam. By using adjustable azimuthal and phase modulation of Bessel beams, the possibility of controlling the fragmentation of the beams and the spontaneous formation of several pairs of tilted solitons was observed due to symmetry breaking above the nonlinearity threshold. A method for creating microstructures induced by light, composed of twisted beams of rays distributed on different surfaces, was studied. As a demonstration, modulated Bessel beams were used in an optical experiment of single-pass induction within a uniaxial anisotropic photorefractive crystal. The nonlinear behavior of these beams was investigated by varying their size, modulation level, and input strength. The formation of multiple discrete solitons on surfaces was investigated without the need for pre-inscribed photonic grating or tilted incidence of the probe beam.

The work is divided into six chapters, and the contents of the individual chapters are given below.

In the introductory chapter, an overview of the results achieved in the field is provided. Controlling the propagation of light by light itself, through nonlinear interaction in photonic crystals, is a key factor for the realization of advanced, completely optical technologies. A fundamental understanding of the process of creating structured light is transferable to many areas, such as microscopy, high data rate communication, optical trapping (optical tweezers), and quantum optics. One of the promising approaches, which is also one of the basic research goals within this thesis, is the application of Bessel structures and the possibility of controlling their propagation, fragmentation, diffraction, and bending of light without prior writing of the lattice in photorefractive material. Bessel beams, as one of the many types of nondiffracting beams, have their own special characteristics that attract a lot of attention for future research.

In the next chapter, starting from classical electrodynamics, the theoretical foundations are set for the research in this thesis. Starting from Maxwell's equations, the waveform is shown with the paraxial approximation of optical fields, using the Gaussian intensity distribution, which is the basis of much theoretical and experimental research. The concept of nondiffractive propagation of coherent nondiffracting beams is considered. The Bessel differential equation is presented as one of the radial solutions of the wave equation, therefore obtaining Bessel functions.

In the third chapter, photonic crystals are considered special structures that are found in nature, as well as man-made structures. Of particular importance are photonic lattices, which can appear in all three spatial dimensions as periodic, ordered, or disordered structures. Of

particular interest are helically or spirally twisted photonic crystal fibers and twisted photonic crystal lattices. In this thesis, we specifically examine the creation of twisted structures through the propagation of Bessel beams.

The fourth chapter is devoted to the photorefractive effect and its theoretical explanation as a key effect in understanding many non-linear optical phenomena. A zonally charged transport model in the anisotropic approximation was considered, which describes the actual experimental results very well. The properties of the Strontium Barium Niobate (SBN) photorefractive crystal, linear Pockel's, and quadratic Kerr electro-optic effect were discussed.

The following chapter presents the results of experimental and theoretical investigation for this thesis. This chapter is divided into five separate units.

In the first paragraph of the fifth chapter, the scheme of the experimental setup for the study of Bessel beams in a nonlinear environment is presented. The concept of an optical induction technique in SBN crystal is introduced as the modulation of the refractive index caused by external illumination. This technique has been used to generate different dielectric structures by artificially designed refractive index modulation such as helicoidal twisted photonic lattices. The light source is $Nd : YVO_4$ (Neodymium doped with Yttrium orthovanadium) laser with doubled frequency and wavelength $\lambda = 532nm$. A polarized structured beam propagates through an externally polarized crystal SBN61:Ce, doped with Cerium dioxide. The obtained results are recorded by a camera that is connected to the computer for saving and further analysis of the obtained images. The theoretical analysis includes the parallel solution of the nonlinear paraxial Schrödinger propagation equation and the anisotropic potential equations without the diffusion effects. For the numerical solution of these two mentioned equations (propagation and potential equations) a symmetrized split-step propagation method is used.

In the second paragraph of the fifth chapter, the excitation of oblique solitons using fragmented Bessel beams that enter normally onto the SBN crystal is shown. Different effects are observed along separate directions, which are caused by the anisotropy of the crystal. The fine tuning of these solitons opens up new possibilities for advanced control of light in nonlinear media and has significant potential for applications in optical engineering, communications, and information processing. By analyzing the transverse and longitudinal components of the Pointing vector, which are orthogonal to each other, together with the resulting Pointing vector describing the total energy flow, the numerically obtained intensity distribution along the propagation direction is shown.

The third paragraph of the fifth chapter contains an investigation of the propagation of Bessel beams, modulated amplitudes and phases, which have an aperiodic transverse profile of intensity and phase composed of concentric rings with tunable spacing, intensity contrast, and embedded orbital angular momentum. By varying the beam size, sequence, modulation and input power, beyond the thresholds for modulation and nonlinearity, twisted beams of discrete solitons are induced. Remarkably, although the input beam is initially confined to a

single surface, nonlinear self-action enables energy transfer to other curved surfaces, leading to single or multisurface microstructure formation.

The last paragraph of the fifth chapter contains a new method for the controlled formation of chiral waveguides through the nonlinear propagation of modulated Bessel beams, enabling direct and reconfigurable writing of complex structures in the photorefractive medium. Index modulation refraction is achieved experimentally through a single-pass optical induction scheme.

Key words: Bessel beams, photorefractive crystal, discrete diffraction, solitons, tilted modes, energy flow, chiral photonic lattice

Scientific field: Physics

Research area: Nonlinear photonics

UDK broj:

Zahvalnica

Rezultati rada koje obuhvata ova doktorskoj disertaciji pod naslovom “Kontrolisana fragmentacija Beselovih zraka u nelinearnim sredinama” izvedeni su na Institutu za fiziku i Institutu za multidisciplinarna istraživanja u Beogradu pod mentorstvom Dr Dragane M. Jović Savić naučnog savetnika, Institut za fiziku, Univerzitet u Beogradu, Dr Dejana V. Timotijević naučnog savetnika, Instituta za Multidisciplinarna istraživanja, Univerzitet u Beogradu i Dr Jadranke M. Vasiljević naučnog savetnika, Instituta za fiziku, Univerzitet u Beogradu.

Zahvaljujem Dragani, Dejanu i Jadranki za smernice i podršku u svim aspektima doktorata i pomoći pri svim problemima i preprekama. Uveli su me u uzbudljivo istraživačko polje nelinearne optike i preneli dragoceno znanje koje ću nastaviti da primenjujem tokom svoje dalje naučne karijere. Kao moji mentori, značajno su doprineli da moje doktorske studije postanu pozitivno iskustvo. Veliku zahvalnost dugujem kolegama iz grupe za nelinearnu fotoniku Damiru Mitiću i Isidori Vlaović Mitić, kao i kolegama sa Instituta za Multidisciplinarna istraživanja Vladimiru Jovanoviću i Aleksandru Tomiću na saradnji i korisnim savetima u toku istraživanja.

Svakako koristim ovu priliku da izrazim moju veliku zahvalnost profesorima Radomiru Žikiću, Milivoju Beliću, Milanu Petroviću, Aleksandri Strinić, Najdanu Aleksiću, jer su svojom nesebičnošću, pomagali mi da se postepeno razvijam i da dolazim do nova naučna saznanja.

Veliku zahvalnost dugujem i članovima komisije na efikasnom i brzom pregledanju rada.

Na kraju, voleo bih posebno da se zahvalim svojoj porodici i prijateljima na nesebičnoj podršci i ohrabrenju tokom svih proteklih godina.

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Teorijske osnove klasične elektrodinamike	3
2.1	Maksvelove jednačine klasične elektrodinamike	4
2.2	Talasna jednačina klasične elektrodinamike	6
2.3	Spektralna reprezentacija vremensko zavisnih polja	7
2.4	Paraksijalna aproksimacija optičkih polja	8
2.5	Laserski zrak Gausove raspodele intenziteta	8
2.6	Nedifragujući optički zraci	10
2.7	Koherentni nedifragujući zraci i koncept nedifrakcione propagacije	11
2.8	Beselova diferencijalna jednačina i Beselove funkcije	13
3	Fotonski kristali	15
3.1	Fotonski kristali u prirodi	15
3.2	Veštački fotonski kristali	18
3.3	Fotonske rešetke	18
3.4	Fotonske rešetke u jednoj dimenziji	20
3.5	Diskretna difrakcija svetlosti	22
3.6	Fotonske rešetke u dve dimenzije	23
3.7	Periodične fotonske rešetke u tri dimenzije	27
3.8	Spiralno uvijena fotonska kristalna vlakna	28

4	Fotorefraktivni efekat	32
4.1	Fotorefraktivni materijali	32
4.2	Teorijsko tumačenje fotorefraktivnog efekta	33
4.3	Zonski model transporta naelektrisanja i anizotropna aproksimacija	35
4.4	Linearni elektrooptički efekat	39
4.5	Osobine fotorefraktivnog SBN kristala	41
4.6	Pokelsov i Kerov efekat	43
5	Pregled i diskusija dobijenih rezultata	46
5.1	Eksperimentalna postavka za izučavanje Beselovih zraka u nelinearnoj sredini	46
5.2	Teoriski model za opisivanje prostiranja Beselovih zraka u fotorefraktivnoj sredini	49
5.2.1	Numerički metod za rešavanje propagacione i potencijalne jednačine	50
5.3	Čeono pobudjivanje kosih solitona pomoću fragmentisanih Beselovih zraka	53
5.3.1	Samoindukovani parovi kosih solitona	53
5.3.2	Nelinearno prostiranje modulisanih Beselovih zraka	58
5.3.3	Protok energije tokom prostiranja modulisanih Beselovih zraka	58
5.4	Uvijeni snopovi na zakrivljenim površinama	61
5.4.1	Modulisani Beselovi zraci pogodni za realizaciju površinskih snopova	61
5.4.2	Samoindukovani uvijeni snopovi na raznim zakrivljenim površinama	63
5.5	Optički indukovane hiralne fotonske rešetke	70
5.5.1	Modulisani Beselovi zraci pogodni za generisanje hiralnih talasovoda	70
5.5.2	Samoindukovani hiralni talasovodi	72
6	Zaključak	77

Glava 1

Uvod

Oblast takozvane kompleksne ili strukturirane svetlosti, opisuje apstraktna topološka svojstva svetlosti. To su snopovi posebno dizajniranog intenziteta, polarizacije i faze. Upravo ova svojstva povezana sa polarizacijom, intenzitetom, faznom raspodelom, uvode progres u mnogim oblastima nauke i tehnologije, pa samim tim predstavljaju centralnu tačku za fundamentalne doprinose u optici. Pomak u fundamentalnom razumevanju, zajedno sa najnovijim dostignućima u proizvodnji strukturirane svetlosti, prenosi se i na niz različitih interdisciplinarnih primena, uključujući oblasti kao što su mikroskopija, komunikacija sa velikim brzinama prenosa podataka, optičko zarobljavanje (tzv. optičke pincete) i kvantnu optiku.

Lokalizovani talasni paketi, poznati i kao nedifragujući zraci, nastali su u početku kao pokušaj da se dobiju snopovi i impulsi sposobni da se odupru difrakciji u slobodnom prostoru na velikim udaljenostima. Ovakvi talasi su najpre dobijeni teoretski kao rešenja talasne jednačine početkom 1940-ih, a eksperimentalno su demonstrirani 1987. Danas, lokalizovani talasi predstavljaju široku oblast istraživanja u razvoju, ne samo u vezi sa nedisperzivnim slobodnim prostorom, već i za disperzivne, nelinearne i medije bez gubitaka. Pored ravnog talasa, najpoznatiji talasni paket bez difrakcije je Beselov snop.

Poznato je da je kontrolisanje osobina prostiranja svetlosti samom svetlošću, ključno za realizaciju naprednih potpuno optičkih tehnologija. Postoji mnogo načina koji se mogu koristiti kako bi se one unapredile. Jedan od potencijalnih pristupa ovom cilju koji je predmet izučavanja u ovoj disertaciji jeste primena Beselovih snopova i mogućnost da se kontroliše njihova fragmentacija, difrakcija i dinamika prostiranja u fotorefraktivnom materijalu.

Oblikovanje laserskih snopova je posebno napredovalo poslednjih godina zahvaljujući primeni tehnologije na bazi tečnih kristala. Ovakva tehnologija omogućila je stvaranje laserskih snopova specifične strukture pomoću kompleksne modulacije svetlosti. U okviru istraživanja ovakvih snopova došlo se do novih otkrića o njihovim svojstvima, uključujući orbitalni ugaoni momenat, nedifrakcionu prirodu svetlosti, svetlost koja se prostire zakrivljenim putanjama i

rekonstruiše nakon prepreka. Takvi laserski snopovi već se uveliko primenjuju u mnogim disciplinama, od fizike do biologije i medicine, od klasičnih do kvantnih studija.

U okviru fotonike izdvajaju se dva pristupa u kontroli difrakcije. Jedan od njih je nelinearan i zasniva se na formiranju optičkih solitona, lokalizovanih struktura koje održavaju svoj oblik, balansirajući između efekata difrakcije i nelinearnog samofokusiranja. Ideja i motivacija u okviru istraživanja za ovu tezu bile su da se ispita mogućnost za formiranje nekih specifičnih vrsta solitona pomoću jednog ili više Beselovih zraka. Drugi pristup je u osnovi linearan i zasniva se na kontroli prostiranja svetlosti pomoću fotonskih rešetaka. Fotonske rešetke su jedan od načina realizacije fotonskih kristala i predstavljaju optičke talasovode sa periodičnom promenom indeksa prelamanja sredine u kojima se fotoni ponašaju poput elektrona u poluprovodniku. Zbog svojih karakteristika predstavljaju pogodan optički sistem za manipulaciju i kontrolu prostiranja svetlosti. Fotonske rešetke se mogu kreirati nelinearnim procesom promena indeksa prelamanja sredine preko direktnog laserskog upisivanja, optičke litografije ili tehnike bušenja. Jedan od obećavajućih načina realizacije kompleksnih fotonskih rešetaka jeste mogućnost modulisanja transverznog intenziteta multipliciranih ili perturbovanih Beselovih snopova i izučavanje efekata prilikom nelinearnog prostiranja u fotorefraktivnom materijalu, što je zapravo predmet izučavanja u okviru ove teze. Veoma pogodna eksperimentalna metoda je tehnika optičke indukcije u fotorefraktivnom materijalu, koja se zasniva na promeni indeksa prelamanja izazvanoj elektromagnetnim zračenjem. Tehnika se bazira na fotorefraktivnom efektu, odnosno promeni optičkih svojstava materijala kao odgovoru na električno polje, koje sporo varira u poredjenju sa frekvencijom svetlosti. Ovakva vrsta fotonskih rešetaka omogućava kontrolu svetlosti samom svetlošću, a pored toga ovakve rešetke poseduju značajne prednosti u odnosu na klasične fotonske kristale.

Kontrolisanje propagacije svetlosti samom svetlošću (nelinearnom interakcijom) ključan je faktor za realizaciju naprednih potpuno optičkih tehnologija. Jedan od obećavajućih pristupa ovom cilju, a koji je i jedan od osnovnih ciljeva istraživanja u okviru ove teze, jeste primena Beselovih struktura i mogućnost kontrole njihovog prostiranja, fragmentacija, difrakcija, zakrivljene svetlosti (bez upisivanja rešetke) u fotorefraktivnom materijalu. Ova teza predstavlja jedan od prvih koraka ka dubljem razumevanju propagacije Beselovih zraka u nelinearnim sredinama. Takvo istraživanje može biti od koristi i za druge oblasti fizike kao što su holografija, spektroskopija i fizika materijala. Očekuje se da eksperimentalni rezultati i metode neće biti samo osnova za dalja fundamentalna ispitivanja interakcije nedifragujućih snopova već da mogu da ponude velike mogućnosti za kontrolu, obradu i prenos informacija u modernim optičkim tehnologijama.

Glava 2

Teorijske osnove klasične elektrodinamike

Svetlost obuhvata najfascinantniji spektar elektromagnetnog zračenja. To je uglavnom zbog činjenice da se energija kvanta svetlosti (fotona) nalazi u energetsom opsegu elektronskih prelaza u materiji. To daje lepotu boja i razlog je zašto su se ljudske oči prilagodile da osete optički spektar.

Svetlost je takodje fascinantna jer se manifestuje u oblicima talasa i čestica. Ni u jednom drugom opsegu elektromagnetnog spektra nismo više suočeni sa dualnošću talas-čestica nego u optičkom režimu. Dok je zračenje dugih talasnih dužina (radiofrekvencije, mikrotalasi) dobro opisano teorijom talasa, zračenje kratkih talasnih dužina (X-zraci) pokazuje uglavnom svojstva čestica. Dva sveta se sreću u optičkom režimu.

Da bi se opisalo optičko zračenje u nanooptici, uglavnom je dovoljno usvojiti talasnu sliku. To omogućava da se koristi klasična teorija polja zasnovana na Maksvelovim jednačinama. Naravno, u nanooptici sistemi sa kojima svetlosna polja interaguju su mali (pojedinačni molekuli, kvantne tačke), što zahteva kvantni opis svojstava materijala. Stoga, u većini slučajeva se može koristiti okvir poluklasične teorije, koja kombinuje klasičnu sliku polja i kvantnu sliku materije. Međutim, povremeno je potrebno ići dalje od poluklasičnog opisa. Na primer, fotoni koje emituje kvantni sistem mogu se podvrgnuti neklasičnoj statistici fotona u obliku antigrupisanja fotona (nema dva fotona koji stižu istovremeno).

Ovaj odeljak sumira osnove elektromagnetne teorije koje čine neophodnu osnovu za ovu tezu. Razmatraju se samo osnovna svojstva, a detaljnija analiza elektromagnetizma se može naći u literaturi kao napr. knjige Džeksona [1], Stratona [2], Landaua [3, 4], ili mojih profesora B. Milića [5] i V. Radovanovića [6] kao i drugih [7, 8]. Polazna tačka su Maksvelove jednačine koje je postavio Džejms Klark Maksvel još davne 1873. godine.

2.1 Maksvelove jednačine klasične elektrodinamike

Propagacija elektromagnetnih talasa je opisana poznatim makroskopskim Maksvelovim jednačinama. Velika zasluga Maksvela je to što je on ujedinio prethodno poznate zakone iz oblasti električnih i magnetnih pojava, podigavši prethodno znanje na nivo klasične elektrodinamike, kao teorijska osnova za dalja razmatranja i istraživanja. U makroskopskoj elektrodinamici, pojedinačni karakter naelektrisanja i njima pridruženih struja se izbegava razmatranjem gustina naelektrisanja $\rho(\vec{r}, t)$ i gustina struje $\vec{j}(\vec{r}, t)$. U diferencijalnom obliku i u SI jedinicama, makroskopske Maksvelove jednačine imaju oblik [1]:

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t), \quad \text{Gauss's Law (Electric)} \quad (2.1.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \quad \text{Gauss's Law (Magnetic)} \quad (2.1.2)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad \text{Faraday's Law} \quad (2.1.3)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{j}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad \text{Ampère-Maxwell's Law} \quad (2.1.4)$$

koje uključuju električno polje $\vec{E}(\vec{r}, t)$ i magnetnu indukciju $\vec{B}(\vec{r}, t)$ kao prirodne promenjive polja u vakuumu. Veličina $\vec{D}(\vec{r}, t)$ predstavlja električnu indukciju, $\vec{H}(\vec{r}, t)$ jačinu magnetnog polja, $\rho(\vec{r}, t)$ je gustina slobodnih naelektrisanja, a $\vec{j}(\vec{r}, t)$ je gustina struje generisana slobodnim naelektrisanjima. Komponente ovih vektorskih i skalarnih polja čine skup od 16 nepoznatih. U zavisnosti od razmatrane sredine, broj nepoznatih može se znatno smanjiti. Na primer, u linearnim, izotropnim, homogenim i sredinama bez izvora, elektromagnetno polje je u potpunosti definisano sa dva skalarna polja. Maksvelove jednačine kombinuju i dopunjuju zakone koje su ranije utvrdili Faradej, Amper, Gaus, Puason i drugi. Pošto su Maksvelove jednačine diferencijalne jednačine, one ne uzimaju u obzir nikakva polja koja su konstantna u prostoru i vremenu. Svako takvo polje se stoga može dodati poljima. Mora se naglasiti da je koncept polja uveden da bi se objasnio prenos sila od izvora do prijemnika. Fizičke opažajne veličine su stoga sile, dok su polja definicije uvedene da bi se objasnio problematičan fenomen „dejstva na daljinu“. Može se primetiti da se makroskopske Maksvelove jednačine bave poljima koja su lokalne prostorne srednje vrednosti, preko mikroskopskih polja povezanih sa diskretnim naelektrisanjima. Stoga, mikroskopska priroda materije nije uključena u makroskopska polja. Gustine naelektrisanja i struje se smatraju kontinuiranim funkcijama prostora. Da bi se opisala polja na atomskoj skali, potrebno je koristiti mikroskopske Maksvelove jednačine koje smatraju da je sva materija sastavljena od naelektrisanih i nanaelektrisanih čestica.

Zakon očuvanja naelektrisanja je implicitno sadržan u Maksvelovim jednačinama. Uzimajući divergenciju jednačine (2.1.4), primetivši da je $\nabla \cdot (\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t)) = 0$ identično nuli, i zamenom jednačine (2.1.1) za $\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t)$, dobija se jednačina kontinuiteta:

$$\nabla \cdot \vec{j}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \rho(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0. \quad (2.1.5)$$

U nelinearnim sredinama Maksvelove jednačine više nisu linearne parcijalne diferencijalne jednačine jer indukovana električna polja menjaju gustinu naelektrisanja, što rezultuje pojavom makroskopske električne polarizacije $\vec{P}(\vec{r}, t)$, a indukovani magnetni fluksevi vode do makroskopske magnetizacije $\vec{M}(\vec{r}, t)$. Veza izmedju električne indukcije $\vec{D}(\vec{r}, t)$ i magnetne indukcije $\vec{B}(\vec{r}, t)$ sa odgovarajućim poljima je data sa:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t), \quad (2.1.6)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} \vec{B}(\vec{r}, t) - \vec{M}(\vec{r}, t). \quad (2.1.7)$$

U opštem slučaju, materijalne osobine se mogu izraziti kao nelinearne zavisnosti polarizacije $\vec{P}(\vec{r}, t)$ od polja $\vec{E}(\vec{r}, t)$ i magnetizacije $\vec{M}(\vec{r}, t)$ od magnetne indukcije $\vec{B}(\vec{r}, t)$. Ove zavisnosti su izražene materijalnim jednačinama koje predstavljaju poreklo nelinearnog optičkog ponašanja.

Fotorefraktivni (FR) materijali koji su razmatrani u ovoj tezi su nemagnetni ($\vec{M} = 0$), odnosno njihove magnetne osobine se ne razlikuju mnogo od vakuumskih (magnetna permeabilnost FR sredina skoro je jednaka magnetnoj permeabilnosti vakuuma, $\mu \approx \mu_0$). Električna svojstva FR sredina sadržana su u vektoru totalne polarizacije, pa je zato ovde od interesa funkcionalna zavisnost ovog vektora od jačine električnog polja. Eksplicitna nelinearna relacija izmedju polarizacije i električnog polja je obično data u obliku razvoja u red:

$$\vec{P} = \hat{\chi}^{(1)} \vec{E} + \hat{\chi}^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \hat{\chi}^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \quad (2.1.8)$$

Totalni vektor polarizacije sada možemo pisati kao:

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}. \quad (2.1.9)$$

Linearni deo polarizacije $\vec{P}_L$ srazmeran je električnom polju $\vec{P}_L = \hat{\chi}^{(1)} \vec{E} = \hat{\chi}_L \vec{E}$ i daje dobro poznati linearni deo električne indukcije:

$$\vec{D}_L = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_L = \hat{\varepsilon} \vec{E} = \varepsilon_0 \hat{\varepsilon}_r \vec{E}, \quad (2.1.10)$$

pa zato nije od većeg interesa. Tenzorske veličine koje su ovde predstavljene su: tenzor linearne električne susceptibilnosti $\hat{\chi}_L = \varepsilon_0 \hat{\chi}_r$ (ε_0 je dielektrična konstanta vakuuma), zatim tenzor relativne električne susceptibilnosti $\hat{\chi}_r = \hat{\varepsilon}_r - \hat{I}$, tenzor relativne dielektrične propustljivosti $\hat{\varepsilon}_r$, tenzor dielektrične propustljivosti sredine $\hat{\varepsilon}$ i na kraju $\hat{I}$ kao jedinični tenzor. Prvi član $\hat{\chi}^{(1)} \vec{E}$ u razvoju (2.1.8) pripada režimu linearne optike, a nelinearni član polarizacije razvija se u red po stepenima električnog polja i može se zapisati u komponentnom obliku:

$$(P_{NL})_i = \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots, \quad (2.1.11)$$

gde je $\hat{\chi}^{(2)}$ tenzor trećeg reda koji ima 27 komponenti i izaziva različite trotalasne procese, dok $\hat{\chi}^{(3)}$ ima 81 nezavisnu komponentu i osnova je četvorotalasnih procesa. U jednačini (2.1.11) podrazumeva se sumiranje po ponovljenim indeksima. Poznati trotalasni proces je druga harmonijska generacija ili Pokelsov efekat, dok su najpoznatiji četvorotalasni procesi Ramanovo

i Brilluonovo rasejanje, te četvorotalasna holografška modulacija. Razmatranje svih mogućih komponenti i procesa odjednom vodilo bi konfuziji, stoga se pribegava određenim pojednostavljenjima.

Nelinearna talasna jednačina može biti izvedena standardnom procedurom iz Maksvelovih jednačina (2.1.1)-(2.1.4), pod pretpostavkom da su jedino indukovani nosioci naelektrisanja i struje relevantni (odnosno $\rho = 0$ i $\vec{j} = 0$) i da je električno polje bezizvorno ($\nabla \vec{E} = 0$). Uzimanjem rotora ($rot\,rot = grad\,div - \Delta$) od jednačina (2.1.3) i (2.1.4), koristeći pri tome jednačine (2.1.6) i (2.1.7) ide se u pravcu dobijanja talasnih jednačina za električna i magnetna polja, pa tako dobijamo:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \nabla \times \vec{M} \right) \quad (2.1.12)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = \nabla \times \vec{j} + \nabla \times \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (2.1.13)$$

Ovde je $c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$ brzina svetlosti u vakuumu. Isto tako ukupna struja u jednačini (2.1.12) ($\vec{j} = \vec{j}_t = \vec{j}_s + \vec{j}_c + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \nabla \times \vec{M}$) može biti podeljena na struju od izvora naelektrisanja $\vec{j}_s$ i struju od indukovanih nosilaca naelektrisanja $\vec{j}_c$, a članovi u jednačini su poznati kao gustina struje polarizacije $\frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$ i gustina struje magnetizacije $\nabla \times \vec{M}$.

2.2 Talasna jednačina klasične elektrodinamike

Nelinearna talasna jednačina se može izvesti standardnom procedurom iz jednačina (2.1.1)-(2.1.4), pod pretpostavkom da su jedino indukovani nosioci naelektrisanja i struje relevantni (odnosno $\rho = 0$ i $\vec{j} = 0$) i da je električno polje bezizvorno ($div \vec{E} = 0$). Uzimanjem rotora od jednačine (2.1.3) dobijamo:

$$\begin{aligned} rot\,rot\,\vec{E} &= grad\,div\,\vec{E} - \Delta\vec{E} = rot\left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) = \\ &= -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (rot\,\vec{H}) = -\mu_0 \left(\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} \right). \end{aligned} \quad (2.2.14)$$

Koristeći činjenicu da je sredina nemagnetna i imajući u vidu da je $\vec{D} = \vec{D}_L + \vec{P}_{NL}$ dolazimo do talasne jednačine u nelinearnoj sredini:

$$\Delta\vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 (\hat{\varepsilon}_r \vec{E})}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.2.15)$$

gde je c brzina svetlosti u vakuumu, a Δ je laplasijan. Susceptibilnost je povezana sa indeksom prelamanja (refrakcije) sredine preko jednačine:

$$\hat{n}_0^2 = \hat{I} + \hat{\chi}_r = \hat{\varepsilon}_r. \quad (2.2.16)$$

Ovde je sa $\hat{n}_0$ označen tenzor indeksa prelamanja neosvetljenog kristala. Ovaj tenzor je kod većine fotorefraktivnih kristala simetričan i realan tenzor drugog reda, a obzirom da su njegove komponente vremenski nezavisne, jednačinu (2.1.12) možemo napisati u obliku:

$$\Delta \vec{E} - \frac{\hat{n}_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2}. \quad (2.2.17)$$

Gornja jednačina je dobro poznata parcijalna diferencijalna jednačina drugog reda, te kao takva ima veoma raznovrsna rešenja. Pokazuje se da sva ta rešenja imaju karakterističan argument iz koga se vidi da rešenje predstavlja funkciju koja se ponaša kao talas u prostoru i vremenu (odatle potiče i naziv). Desna strana jednakosti je ono što donosi nove fenomene.

2.3 Spektralna reprezentacija vremensko zavisnih polja

Maksvelove jednačine definišu polja koja generišu struje i naelektrisanja u materiji. Međutim, one ne opisuju kako se ove struje i naelektrisanja generišu. Stoga, da bi se pronašlo samokonzistentno rešenje za elektromagnetno polje, Maksvelove jednačine moraju biti dopunjene relacijama koje opisuju ponašanje materije pod uticajem polja. Ove materijalne jednačine su poznate kao konstitutivne relacije. U nedisperzivnoj linearnoj i izotropnoj sredini one imaju oblik koji dat sa jednačinama (2.1.6) i (2.1.7), kao i $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, gde je σ tenzor električne provodljivosti.

Anizotropne sredine mogu se razmatrati korišćenjem tenzorskih oblika za $\hat{\epsilon}$, $\hat{\mu}$ i $\hat{\sigma}$. Da bi se objasnile opšte bianizotropne sredine, moraju se uvesti dodatni članovi koji povezuju $\vec{D}$ i $\vec{E}$ sa $\vec{B}$ i $\vec{H}$. Za tako složene sredine, rešenja talasnih jednačina mogu se naći samo za veoma posebne situacije. Konstitutivne relacije date gore uzimaju u obzir nehomogene sredine ako su materijalni parametri $\hat{\epsilon}$, $\hat{\mu}$ i $\hat{\sigma}$ funkcije prostora. Sredina se naziva vremenski disperzivnom ako su parametri materijala funkcije frekvencije, a prostorno disperzivnom ako su konstitutivne relacije funkcije prostornih koordinata. Elektromagnetno polje u linearnoj sredini može se napisati kao superpozicija monohromatskih polja oblika:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{k}, \omega) \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t), \quad (2.3.18)$$

gde su $\vec{k}$ i ω talasni vektor (talasni broj) i ugaona frekvencija respektivno. U ovakvoj opštoj formi može biti izražena i električna indukcija u obliku¹:

$$\vec{D}(\vec{k}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{k}, \omega) \vec{E}(\vec{k}, \omega). \quad (2.3.19)$$

S obzirom da je $\vec{E}(\vec{k}, \omega)$ ekvivalentno Furieovom transformu $\hat{\mathbf{E}}$ proizvoljno vremenski zavisnog polja $\vec{E}(\vec{r}, t)$, možemo primeniti inverzni Furieov transform jednačini (2.19) i dobiti:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int \int \hat{\varepsilon}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{E}(\vec{r}', t') d\vec{r}' dt'. \quad (2.3.20)$$

¹U anizotropnoj sredini dielektrična konstanta $\varepsilon = \hat{\varepsilon}$ je tenzor drugog reda.

Ovde, $\tilde{\epsilon}$ označava funkciju odziva u prostoru i vremenu. Električna indukcija $\vec{D}$ u trenutku t zavisi od električnog polja u svakom trenutku t' pre t (vremenska disperzija). Isto tako, $\vec{D}$ u tački $\vec{r}$ takodje zavisi od vrednosti električnog polja u susednim tačkama $\vec{r}'$ (prostorna disperzija). Prostorno disperzivna sredina se stoga naziva i nelokalna sredina. Nelokalni efekti mogu se posmatrati na granicama između različitih sredina ili u metalnim sredinama veličina uporedivih sa srednjim slobodnim putem elektrona. Generalno, veoma je teško uzeti u obzir prostornu disperziju u proračunima polja. U većini slučajeva od interesa efekat je veoma slab i može se ignorisati. S druge strane, vremenska disperzija je široko rasprostranjena pojava i važno je da se ona precizno uzme u obzir.

2.4 Paraksijalna aproksimacija optičkih polja

U mnogim optičkim problemima prostiranje svetlosnog polja uzima se duž odredjenog recimo z pravca a širenje u transverzalnim pravcima je zanemarljivo. Primeri su širenje laserskih zraka ili prostiranje svetlosti kod optičkih talasovoda. U ovim primerima talasni vektor $k = (k_x, k_y, k_z)$ u ugaonom spektru [7] je skoro paralelan sa z -osom, a transverzalni talasni vektori (k_x, k_y) su mali u poredjenju sa k . Tako možemo uraditi sledeću aproksimaciju:

$$k_z = k \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}} \approx k - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k}. \quad (2.4.21)$$

Ova aproksimacija se naziva paraksijalna aproksimacija i značajno pojednostavljuje analitičku integraciju Furijeovih integrala. U nastavku će biti primenjena paraksijalna aproksimacija da bi se opisalo prostiranje i fokusiranje laserskog zraka.

2.5 Laserski zrak Gausove raspodele intenziteta

Razmatramo fundamentalni laserski snop sa linearno polarizovanom, Gausovom raspodelom polja u struku snopa

$$\vec{E}(x', y', 0) = \vec{E}_0 e^{-\frac{x'^2 + y'^2}{w_0^2}}, \quad (2.5.22)$$

gde je $\vec{E}_0$ konstantan vektor polja u transverzalnoj ravni (x, y) , a radius širine zraka w_0 je izabran za $z = 0$. Prostorni Furieov transform spektra za $z = 0$ se može izračunati kao²:

$$\hat{\vec{E}}(k_x, k_y, 0) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_0 e^{-\frac{x'^2 + y'^2}{w_0^2}} e^{-i[k_x x' + k_y y']} dx' dy' = \vec{E}_0 \frac{w_0^2}{4\pi} e^{-(k_x^2 + k_y^2) \frac{w_0^2}{4}}, \quad (2.5.24)$$

2

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-ax^2 + ibx} dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{-\frac{b^2}{4a}}; \int_{-\infty}^{\infty} x e^{-ax^2 + ibx} dx = \frac{ib}{2a} \sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{-\frac{b^2}{4a}} \quad (2.5.23)$$

što je ponovo Gausova funkcija raspodele. Ako se sada izračuna inverzni Furieov transform polja:

$$\vec{E}(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} \hat{\vec{E}}(k_x, k_y, 0) e^{i[k_x x + k_y y \pm k_z z]} dk_x dk_y, \quad (2.5.25)$$

i uz korišćenje paraksijalne aproksimacije za k_z se dobije:

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}_0 \frac{w_0^2}{4\pi} e^{ikz} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-(k_x^2 + k_y^2)(\frac{w_0^2}{4} + \frac{iz}{2k})} e^{i[k_x x + k_y y]} dk_x dk_y, \quad (2.5.26)$$

a ova integracija može biti izvršena što kao rezultat daje paraksijalnu aproksimaciju Gausovog zraka oblika:

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{\vec{E}_0 e^{ikz}}{(1 + \frac{2iz}{kw_0^2})} e^{-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \frac{1}{(1 + \frac{2iz}{kw_0^2})}}. \quad (2.5.27)$$

Da bi se dobila bolja pretstava paraksijalnog Gausovog zraka uradi se smena $\rho^2 = x^2 + y^2$, definišući novi parametar z_0 kao $z_0 = \frac{kw_0^2}{2}$, pa je:

$$\vec{E}(\rho, z) = \vec{E}_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{\rho^2}{w^2(z)}} e^{i[kz - \eta(z) + \frac{k\rho^2}{2R(z)}]}, \quad (2.5.28)$$

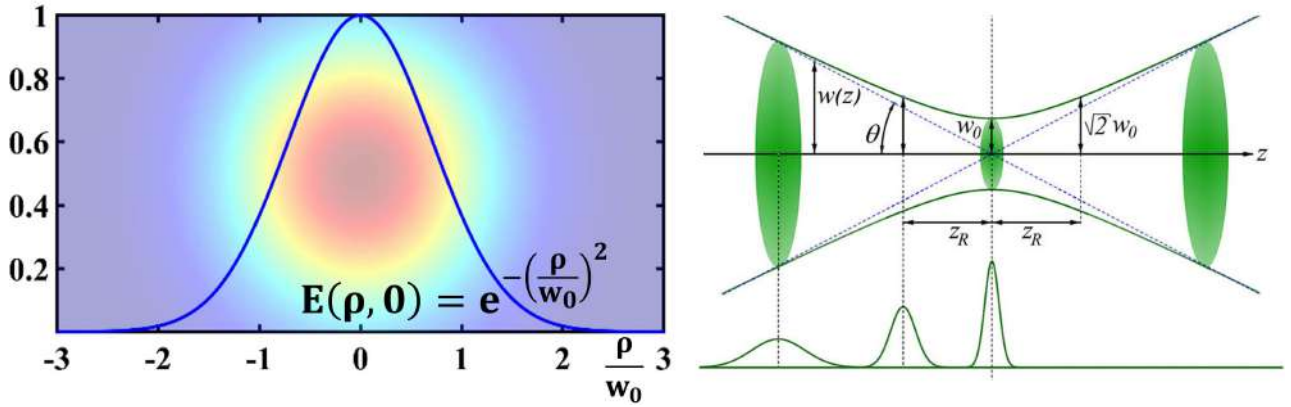
sa sledećim značenjem veličina: radius zraka duž z ose $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}$, radius talasnog fronta $R(z) = z(1 + \frac{z_0^2}{z^2})$ i korekcija faze $\eta(z) = \arctan(\frac{z}{z_0})$. Transverzalna veličina zraka je ustvari određena preko $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ za koju amplituda električnog polja opada za vrednost $\frac{1}{e}$ od njene vrednosti u centru:

$$\frac{|\vec{E}(x, y, z)|}{|\vec{E}(0, 0, z)|} = \frac{1}{e}. \quad (2.5.29)$$

Može se pokazati da je površina definisana ovom jednačinom hiperboloid čije asimptote zahvataju ugao sa z osom određen preko relacije:

$$\theta = \frac{2}{kw_0}. \quad (2.5.30)$$

Još jedno svojstvo paraksijalnog Gausovog snopa je da blizu fokusa, snop ostaje grubo kolimiran na rastojanju $2z_0$. Veličina $z_0 = z_R$ se naziva Rejljev opseg i označava rastojanje od struka snopa do mesta gde se poluprečnik snopa povećao za faktor $\sqrt{2}$. Važno je primetiti da duž z -ose ($\rho = 0$) faze snopa odstupaju od faza ravnog talasa. Ako je pri $z \rightarrow -\infty$ snop bio u fazi sa referentnim ravnim talasom, onda će pri $z \rightarrow +\infty$ snop biti tačno van faze sa referentnim talasom. Ovaj fazni pomak se naziva Gujev (Gouy) fazni pomak i ima praktične implikacije u nelinearnoj konfokalnoj mikroskopiji [9]. Promena faze od 180° dešava se postepeno kako se snop širi kroz svoj fokus. Varijacija faze je opisana faktorom $\eta(z)$. Što je fokus uži, to će varijacija faze biti brža. Kvalitativna slika paraksijalnog Gausovog snopa i neke njegove karakteristike prikazane su na slici 2.1, a detaljniji opisi mogu se naći u drugim udžbenicima [9]. Važno je primetiti da kada se uvede paraksijalna aproksimacija, polje $\vec{E}$ više ne ispunjava Maksimalne jednačine. Greška postaje veća što je manji poluprečnik struka snopa w_0 . Kada w_0 postane uporedljivo sa redukovanom talasnom dužinom $\frac{\lambda}{n}$, gde je n indeks prelamanja, moramo uključiti članove



Slika 2.1: Ilustracija i glavne karakteristike paraksijalnog Gausovog snopa. Snop ima Gausovu raspodelu polja u transverzalnoj ravni. Površine konstantne jačine polja formiraju hiperboloid duž z -ose.

višeg reda u razvoj za k_z u jednačini (2.4.21). Međutim, razvoj u red veoma loše konvergira za jako fokusirane zrake i potrebno je pronaći precizniji opis. Pošto je osnovni Gausov mod rešenje linearne homogene parcijalne diferencijalne jednačine, naime Helmholtzove jednačine, bilo koje kombinacije prostornih izvoda osnovnog moda su takodje rešenja iste diferencijalne jednačine. Modovi višeg reda zraka koje najčešće srećemo su Hermite-Gausovi i Lager-Gausovi zraci [9]. Paraksijalni Gausov zrak je transverzalni elektromagnetni snop, tj. pretpostavlja se da su električno i magnetno polje uvek transverzalni u odnosu na pravac prostiranja zraka.

2.6 Nedifragujući optički zraci

U optici, nedifrakciona propagacija optičkih polja sličnih snopu može se postići u pogodnim medijima kao što su talasovodi ili nelinearni materijali. Snopovi mogu da se šire kao modovi talasovodnih zraka i kao prostorni solitoni, respektivno. Termin nedifrakcioni snop se pojavio još 1987. godine a u vezi sa prostiranjem polja u vakuumu [10]. Nedifrakcioni snop je shvaćen kao monohromatsko optičko polje, čiji poprečni profil intenziteta ostaje nepromenjen pri prostiranju u slobodnom prostoru. U originalnom Durninovu radu [10], zraci su ispitivani kao tačna rešenja homogene Helmholtzove jednačine. Dobijeni su u sistemu cilindričnih koordinata pod ograničenjem da je njihova kompleksna amplituda odvojiva kao proizvod funkcija $R(r)$, $\Phi(\varphi)$ i $Z(z)$ u zavisnosti od koordinata r , φ i z , respektivno. Profil transverzalne amplitude takvih zraka može se opisati Beselovim funkcijama, tako da se obično nazivaju Beselovim zracima. Metod koji omogućava generisanje sa poprečnim profilom intenziteta koji se može unapred odrediti i kontrolisati je predložen i ispitan u [11, 12, 13, 14]. Posebna pažnja je usmerena na analizu dozvoljenih amplitudskih profila nedifrakcionih snopova i na njihova svojstva talasnog fronta. Nedifrakcioni snopovi prvobitno analizirani u skalarnoj aproksimaciji su generalizovani na vektorske elektromagnetne snopove koji tačno ispunjavaju Maksvelove jednačine [15, 16, 17, 18].

Invarijantnost propagacije profila intenziteta nedifrakcionih snopova je objašnjena kao rezultat pogodnog sastava ugaonog spektra. On sastavlja ravne talase čiji su vektori propagacije postavljeni na konusnoj površini. Matematički, takav ugaoni spektar može se opisati Dirakovom delta funkcijom $\delta(\omega - \omega_0)$, gde je ω_0 jedna radijalna prostorna frekvencija koja predstavlja osnovni parametar snopa. Idealni nedifrakcioni snop tada nastaje kao interferencijsko polje proizvedeno koherentnom superpozicijom ravnih talasa čije relativne fazne razlike u slobodnom prostiranju ostaju nepromenjene. Na taj način, efekti difrakcije mogu se prevazići pri slobodnom prostiranju monohromatskih talasnih polja ili impulsa bez izvora. Međutim, idealni nedifrakcioni snopovi koji poseduju oštar d -sličan ugaoni spektar nose beskonačnu energiju. To je razlog zašto se difrakcija ne može prevazići u realnim situacijama i zašto se nedifrakcioni snopovi ne mogu tačno realizovati. U eksperimentima se mogu dobiti samo aproksimacije poznate kao pseudo-nedifrakcioni snopovi [19, 20].

Ideja o svojstvima ostvarivih snopova sa konačnom energijom može se jednostavno dobiti ako je idealan nedifrakcioni snop ograničen homogeno propuštajućim otvorom konačnih dimenzija ili Gausovim otvorom. Invarijantnost propagacije poprečnog profila intenziteta nedifrakcionog snopa koji pada na otvor se gubi i snop iza otvora se širi sa difraktivnom divergencijom. Bez obzira na tu činjenicu, postoje važne razlike između svojstava propagacije pseudo-nedifrakcionih i konvencionalnih, na primer Gausovih snopova. One se obično demonstriraju u numeričkim simulacijama. Nedavno su različite difrakcione divergencije pseudo-nedifrakcionih i konvencionalnih snopova objašnjene i interpretirane pomoću relacija neodređenosti i eksperimentalno demonstrirane [21].

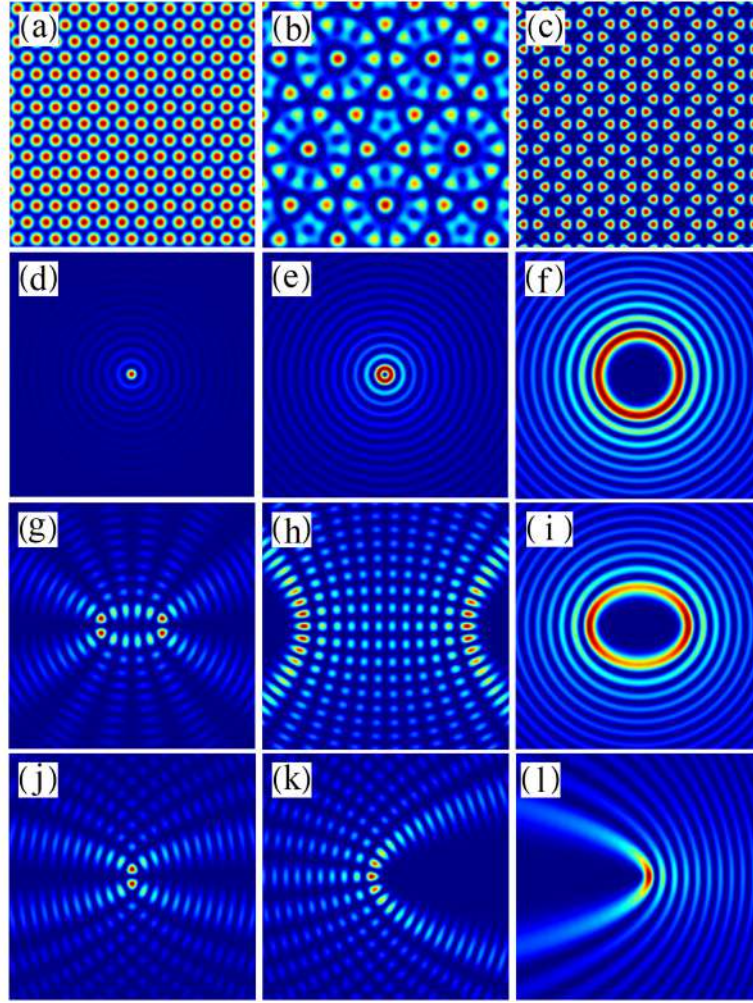
Osim potpuno eliminisane difrakcione divergencije idealnih nedifrakcionih snopova i smanjenog difrakcionog širenja pseudo-nedifrakcionih snopova, istražena su njihova dalja specifična svojstva korisna za primene. Pažnja je bila usmerena na robusnost snopova koja se manifestuje njihovom otpornošću na amplitudska i fazna izobličenja. Pokazano je da idealni nedifrakcioni snop, ometan neprozirnom preprekom, može da regeneriše svoj profil intenziteta u prvobitni oblik pri slobodnom prostiranju iza prepreke [22]. Efekat je opisan i za nedifrakcione i za pseudo-nedifrakcione snopove i verifikovan jednostavnim eksperimentom [23].

2.7 Koherentni nedifragujući zraci i koncept nedifrakcione propagacije

Idealni monohromatski prostorno koherentni nedifrakcioni snop koji se prostire duž z ose shvata se kao modalno polje čija kompleksna amplituda može biti napisana u obliku:

$$U(x, y, z, t) = u(x, y)e^{i[(\omega t - \beta z)]}, \quad (2.7.31)$$

gde $u(x, y)$ opisuje transversalni profil amplitude, a ω i β su ugaona frekvencija i ugaoni talasni broj. Sporo promenljiva amplituda $u(x, y)$ je tako nezavisna od z koordinate, tako da je inten-



Slika 2.2: Primeri nedifragujućih zraka. Transverzna raspodela intenziteta: prvi red superpozicija (a) tri, (b) pet i (c) šest ravnih talasa; drugi red Beselovi zraci (d) reda 0, (e) 1 i (f) 10; treći red Matijeovi zraci reda (g) 6, (h) 11, (i) 10 (kontinualni); četvrti red Veberovi zraci za paraboličnost, (i) 0, (k) 2.5, (l)-1.5 (kontinualni).

zitet zraka $I = UU^*$ propagaciono invarijantan. Polja (2.31) su poznata kao modovi talasovoda ili prostorni solitoni koji se prostiru u optičkim linearnim i nelinearnim materijalima, ali je Durninov originalni rad [10] pobudio interesovanje i za njihovo prostiranje u slobodnom prostoru. U tom slučaju, kompleksne amplitude U moraju da zadovolje homogenu talasnu jednačinu. Vremenski nezavisna amplituda

$$a(x, y, z) = u(x, y)e^{-i\beta z}, \quad (2.7.32)$$

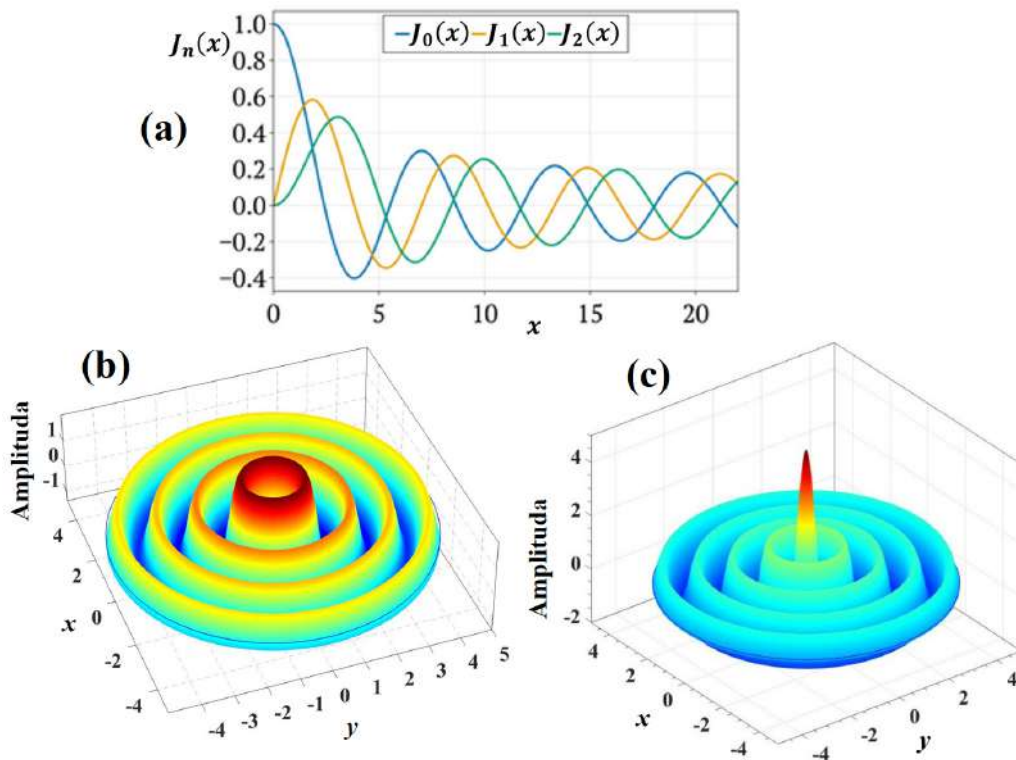
onda ispunjava Helmholtcovu jednačinu:

$$(\nabla^2 + k^2)a(x, y, z) = 0, \quad (2.7.33)$$

gde je $k = \frac{\omega}{c}$, a c je brzina svetlosti u vakuumu. Matematički opis idealnog monohromatskog nedifrakcionog snopa može biti zasnovan na diferencijalnom ili integralnom formalizmu. Prostorna evolucija kompleksne amplitude a može se opisati transverzalnim i longitudinalnim delom koji

zavise samo od transverzalnih koordinata (x, y) i longitudinalne z koordinate, respektivno. Iako se homogena (bez izvorna) Helmholtcova jednačina može razdvojiti u 11 koordinatnih sistema, potrebna razdvojitost na transverzalni i longitudinalni deo je moguća samo u kartezijanskim, kružno-cilindričnim, parabolično-cilindričnim kao i eliptičnim cilindričnim koordinatama. Posebna pažnja je usmerena na kružne cilindrične i eliptične cilindrične koordinate za koje se profil transverzalne amplitude u može izraziti poznatim funkcijama.

Nedifrakcioni snopovi su pogodni za realizaciju fotonskih rešetki tehnikom optičke indukcije zbog njihovog transverzalno-invarijantnog prostiranja (slika 2.2). Koriste se za optičku indukciju čitave klase fotonskih struktura poput Beselovih, Matijeovih ili Veberovih rešetki, kvaziperiodičnih Penrozovih rešetki ili determinističkih aperiodičnih struktura poput Fogelovih ili Fibonačijevih rešetki itd. Takodje, trodimenzionalne periodične rešetke i helikoidne strukture se proizvode korišćenjem nedifrakcionih snopova i rekonfigurabilne metode optičke indukcije [24, 25]. U ovoj tezi, biće korišćeni Beselovi snopovi.



Slika 2.3: Beselove funkcije različitog reda. (a) Izgled 1D Beselovih funkcija u zavisnosti od x , reda 0, 1 i 2. Prikazan 3D izgled Beselove funkcije u zavisnosti od x i y reda: (b) 4 i (c) 0.

2.8 Beselova diferencijalna jednačina i Beselove funkcije

Kružne cilindrične koordinate (r, φ, z) su povezane sa Dekartovim koordinatama (x, y, z) preko $x = r \cos(\varphi)$, $y = r \sin(\varphi)$ i $z = z$, gde je $r \in [0, \infty)$ i $\varphi \in [0, 2\pi]$. Rešenja Helmholtcove

jednačine (2.7.33) se mogu naći samo pod ograničavajućom pretpostavkom da se amplituda u može izraziti kao proizvod funkcija $R(r)$ i $\Phi(\varphi)$ u zavisnosti od radijalnih r i polarnih φ koordinata, respektivno. U tom slučaju, pretpostavlja se da su kompleksne amplitude a oblika:

$$a(x, y, z) = R(r)\Phi(\varphi)e^{-i\beta z}. \quad (2.8.34)$$

Funkcija $\Phi(\varphi)$ koja opisuje zavisnost transversalnog profila amplitude mora biti periodična i pretpostavlja se u obliku:

$$\Phi(\varphi) = e^{im\varphi}, m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.8.35)$$

Zamenom jednačina (2.8.34) i (2.8.35) u Helmholtcovu jednačinu (2.7.33), dobija se diferencijalna jednačina za radijalnu funkciju $R(r)$, poznata još kao Beselova diferencijalna jednačina:

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \alpha^2 R(r) \left(1 - \frac{m^2}{\alpha^2 r^2} \right) = 0, \quad (2.8.36)$$

gde je $\alpha^2 = k^2 - \beta^2$. Njena opšta rešenja mogu biti data u vidu linearnih kombinacija Beselovih (Bessel) funkcija m -tog reda prve vrste J_m , kao i m -tog reda Nojmanovih (Neumann) funkcija N_m [26]:

$$R_m(r) = \mu J_m(\alpha r) + \nu N_m(\alpha r), \quad (2.8.37)$$

gde su μ i ν težinski koeficienti. Obično se Beselove funkcije prve vrste smatraju jedinim fizičkim rešenjima. Razlog zašto se Nojmanove funkcije smatraju nefizičkim rešenjima je taj što poseduju singularitete u nultoj tački kada se koriste odvojeno. U kombinaciji sa Beselovim funkcijama prve vrste, Nojmanove funkcije imaju fizičko značenje [26]. Na slici 2.3 su prikazani primeri nekih Beselovih funkcija.

Glava 3

Fotonski kristali

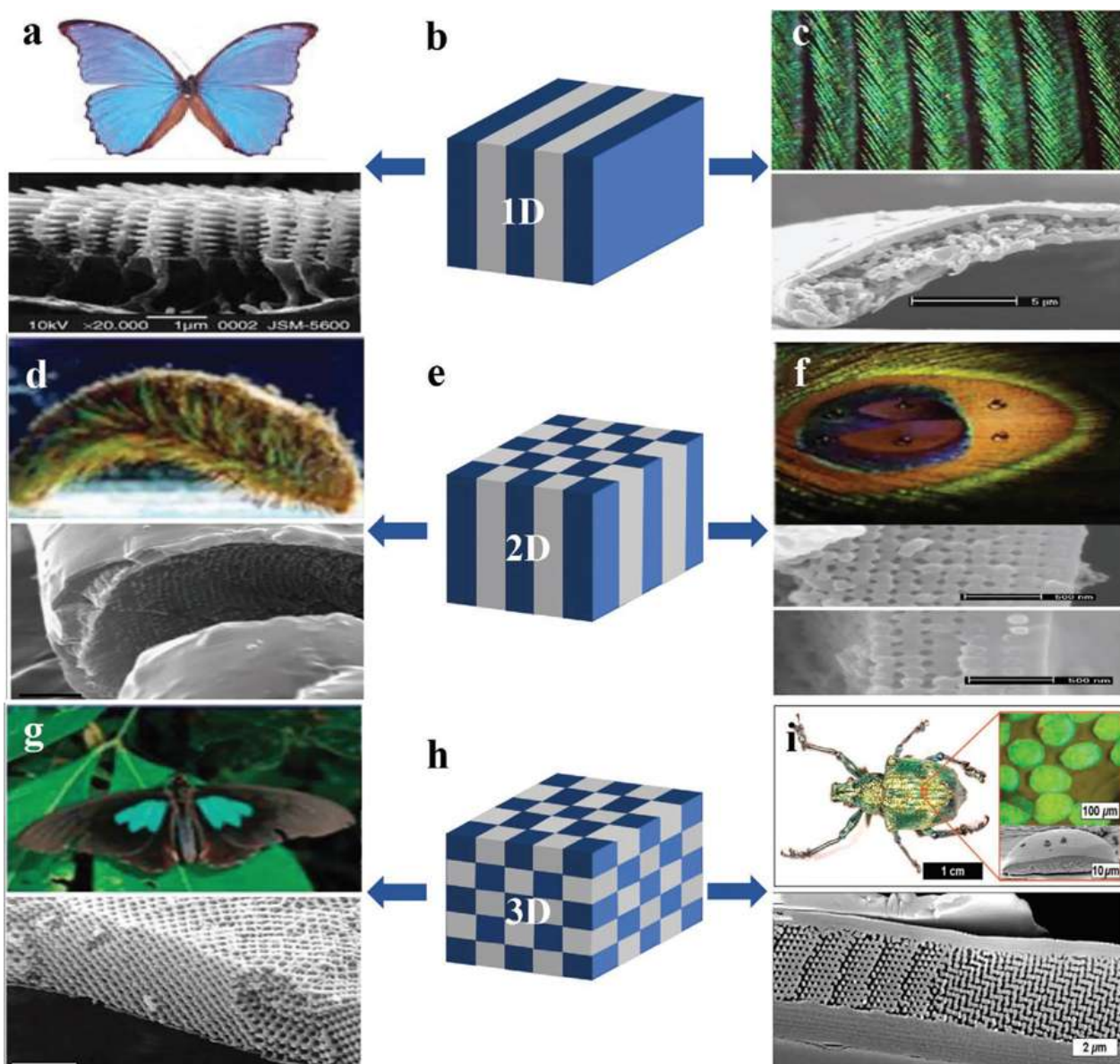
Fotonski kristali predstavljaju specijalnu vrstu optičkih materijala, u kojima je moguće postići potpunu kontrolu prostiranja svetlosti, promenom određenih parametara, kao što je indeks prelamanja ili period rešetke. U ovoj glavi biće izneti osnovni pojmovi koji se tiču strukture fotonskih kristala, načina njihovog funkcionisanja, kao i kratak osvrt na njihovu primenu u različitim oblastima. Pored primera fotonskih kristala koje se moguće naći u prirodi, biće reči o analogiji između prostiranja elektrona i svetlosnog snopa kroz periodičnu sredinu. Uticaj fizičkih i elektromagnetskih svojstava pomenutih sistema na prostiranje elektronskog i svetlosnog talasa ogleda se kroz zonsku strukturu sistema, što će biti praćeno odgovarajućim matematičkim izvodjenjima.

3.1 Fotonski kristali u prirodi

Pojava različitih boja, kod leptira ili kod insekata, može da se objasni analizom mikro i nanostruktura. Jedan od najvećih majstora na polju optike je sigurno Priroda. Mnogi organizmi imaju sposobnost obojenja (iridiscencije) koristeći fenomene interferencije, odbijanja ili difrakcije svetlosti od strukturne promene na njihovoj površini, pri čemu su dimenzije ovih promena reda talasne dužine upadne svetlosti. Neki od primera prirodnih fotonskih kristala prikazani su na slici 3.1. Uopšteno govoreći, iridiscencija je svojstvo pojedinih površina koje se manifestuje u vidu menjanja talasne dužine svetlosti (boje) u zavisnosti od ugla pod kojim se površina posmatra, odnosno od ugla pod kojim svetlosni snop pada na posmatranu površinu. Sam raspored bioloških materijala na površini različitih organizama uticaće na pojavu mnoštva optičkih efekata. Sa kontinuiranim napretkom i razvojem nanotehnologije, sve više istraživača je otkrilo mehanizam za generisanje strukturnih boja. U stvari, strukturnu boju proizvodi fotonska kristalna struktura unutar objekta. Fotonski kristali kao specifična klasa materijala, karakterišu se periodično promenljivim indeksom prelamanja na submikronsku skalu. Ovaj koncept su nezavisno uveli Jablonovič [27] i Džon [28] 1987. godine iz perspektive spontane emisije atoma i

lokalizacije fotona. Fotonski kristal je vrsta strukture formirane periodičnim raspoređivanjem nanostrukture sa različitim indeksima prelamanja u prostoru. Periodične promene indeksa prelamanja u prostoru imale bi efekat sličan poluprovodničkom na prenos fotona, što je slično modulaciji elektronske talasne funkcije poluprovodničkom rešetkom. Kada se elektromagnetni talas širi u fotonskom kristalu, on se moduliše zbog Bragovog rasejanja, formirajući strukturu energetske zone sličnu poluprovodniku. Ova energetska zona se naziva energetska zona fotona. Zatim, razlika u indeksu prelamanja različitih materijala dostiže određeni nivo, proizvodeći uskladjene elektromagnetne talase sa određenim specifičnim frekvencijama između fotonskih energetske opsega koje ne mogu da prodju kroz kristal. Ovaj specifični frekventni interval se naziva fotonski energetski procep (gep). Fotonski kristalni materijali imaju mnoga posebna optička svojstva kao što su negativna refrakcija [29], efekat superkalibracije [30], kao i efekat spore svetlosti [31] što izaziva veliki interes i entuzijazam u istraživanju u oblasti optike.

Uzimajući periodičnost dimenzija kao standard, fotonski kristali mogu se podeliti na 1D fotonske kristale, 2D fotonske kristale i 3D fotonske kristale [32]. 1D fotonski kristali se odnose na materijale sa različitim indeksima prelamanja periodično raspoređene u jednom pravcu, dok je indeks prelamanja u drugim pravcima ravnomean (slika 3.1 b). Ova vrsta fotonskog kristala je najjednostavnija. U prirodi se može naći u nekim insektima, ribama, listovima biljaka, bobicama, a takodje i oko nas poput Bragovih reflektora i samosastavljenih celuloznih filmskih materijala (slika 3.1 a, c). U poredjenju sa 1D fotonskim kristalima, 2D i 3D fotonske periodične strukture su prilično retke. Ne možemo da objasnimo kako je prirodni svet proizveo 2D i 3D fotonske kristale unutar stvorenja tokom dugih eona evolucije. 2D fotonski kristalni materijali sa različitim indeksima prelamanja su periodično raspoređeni u 2D prostoru, pa svakako imaju bogatiju strukturu od onih 1D fotonskih kristala (Slika 3.1 e). 2D fotonski kristalni materijali u obliku optičkih vlakana i nekih životinja koje sadrže 2D fotonske kristale su takodje veoma česti u našem životu (Slika 3.1 d, f). 3D fotonski kristalni materijali su sa različitim indeksima prelamanja koji su periodično i uredno raspoređeni u 3D prostoru (Slika 3.1 h). Ima više vrsta prostornih struktura, kao što je kubna centralna struktura. Uobičajeno je da se 3D fotonski kristali ogledaju u životinjama (slika 3.1 g, i). Veštački dizajn i konstrukcija tri tipa fotonskih kristalnih materijala daju važne smernice i fundamentalnim istraživanjima i praktičnim primenama u postizanju nove generacije fotoelektričnih materijala. Na slici 3.1, pored originalne slike koje nalazimo u prirodi, prikazane su same strukture prirodnih fotonskih kristala, skenirane i snimljene mikroskopom. Možemo videti dimenziju strukture počevši od 500 nanometara, zatim 2, 5, 10 i 100 mikrona. A dimenzije bube ili leptira su reda veličine santimetra. Pojedinačne krljušti veličine $200 \times 100 \mu\text{m}$ na egzoskeletu bube *Lamprocyphus Augustus* izgledaju zeleno jer materijal sličan noktima u krljuštima ima kristalnu strukturu sličnu dijamantu koja reflektuje zelenu svetlost. Struktura egzoskeleta ove bube pored toga što predstavlja prirodni 3D fotonski kristal, utvrđeno je da ima idealna prirodna polusprovodnička svojstva.



Slika 3.1: Tipične prirodne fotonske strukture. Šema periodičnog: b) 1D fotonskog kristala, e) 2D fotonskog kristala, h) 3D fotonskog kristala. a) Diskretni 1D fotonski kristali, periodičnost kod morfološke strukture leptira [33]. c) Periodičnost u obliku višeslojnih struktura koje postoje u zelenom vratnom perju domaćih golubova [34]. d) Periodičnost fotonskog kristala cilindričnih šupljina ugradjenih u čvrstu sredinu visokog indeksa prelamanja u iridescentnim četinama polihetnih crva (gusenica-polychaete worms) [35]. f) Struktura repnog perja mužjaka paunova sa zamršenim, šarenim šarama koje nalikuju na oko [36]. g) Inverzne opalne strukture 3D fotonskog kristala, koje se pojavljuju u zelenoj boji kod posebne vrste leptira poznate kao *Parides sesostris* [37]. i) 3D Fotonska kristalna struktura na bazi dijamanta kod bube *Lamprocyphus augustus* [38].

3.2 Veštački fotonski kristali

U fotonskim kristalima prisutan je fotonski zonski procep [39]. Kada vidljiva svetlost prolazi kroz ove kristale, ona podleže neravnomernom rasejanju i refleksiji u određenim opsezima talasnih dužina, zbog interferencije. Ovaj proces interferencije selektivno pojačava ili slabi svetlost u određenim pravcima. Iako difrakcija vidljive svetlosti u fotonskim kristalima ima sličnosti sa difrakcijom X-zraka u tradicionalnim kristalima, fotonski kristali nisu uvek stvarni kristali u konvencionalnom smislu. U pravilnim kristalima, difrakcija X-zraka je podstaknuta periodičnim rasporedom atoma, tipično veličine oko $10^{-10}m$. Nasuprot tome, submikronska struktura fotonskih kristala, oko $10^{-7}m$, uzrokuje da vidljiva svetlost difrakuje i proizvodi spektar strukturnih boja. Za generisanje strukturnih boja u fotonskim kristalima, Bregov (Bragg) zakon se često koristi za objašnjenje difrakcionih obrazaca u uredjenim sfernim nizovima čestica. Pod pretpostavkom ujednačenog (ramnomernog) rasporeda ovih sfera, kao što je prikazano, talasna dužina λ svetlosti koju reflektuje niz, određuje boju koju posmatrač percipira. Primenom Bregovog zakona i Šnelovog (Snell–Descartes) zakona, Bregova difrakciona jednačina za fotonske kristale može se izraziti na sledeći način:

$$\lambda = 2D\sqrt{n_a^2 + \cos(\theta)^2}. \quad (3.2.1)$$

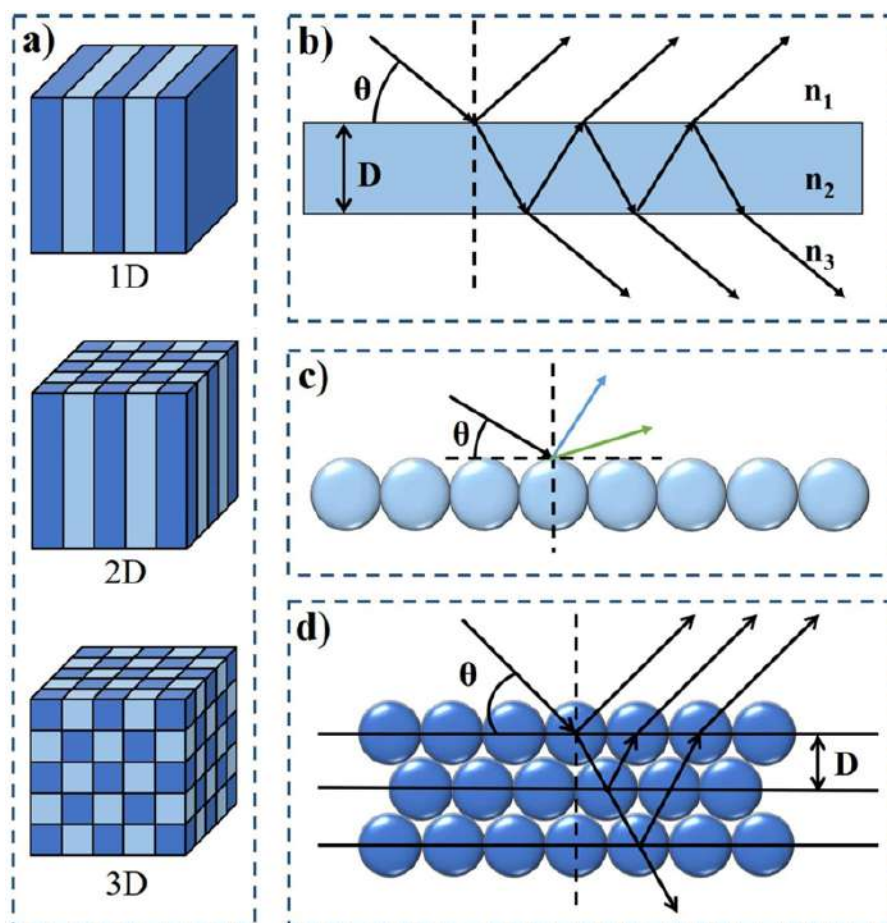
Ovde je λ talasna dužina reflektovane svetlosti, D je rastojanje izmedju ravni, n_a je srednja vrednost indeks prelamanja, a θ je ugao izmedju upadne svetlosti i kristalne ravni. Srednja vrednost indeksa prelamanja n_a se izračunava na sledeći način:

$$n_a^2 = n_1^2 V_1 + n_2^2 V_2 \quad (3.2.2)$$

gde su n_1 i n_2 dielektrične konstante (indeksi prelamanja) komponenti fotonskog kristala, a V_1 i V_2 su zapreminski udeli svake od komponenti, respektivno. Prema gornjoj jednačini (3.38), talasna dužina zračenja koju reflektuje kristal je pod uticajem razmaka izmedju ravni D , srednjeg indeksa prelamanja materijala n_a i ugla upadne svetlosti θ (slika 3.2). Varijacije ovih parametara dovode do promena strukturne boje, što utiče na talasnu dužinu reflektovane svetlosti. Vrednosti različitih parametara materijala mogu se prilagoditi kako bi se zadovoljili specifični zahtevi istraživača.

3.3 Fotonske rešetke

Neobične fenomene koji se ispoljavaju pri prostiranju svetlosti kroz sredinu s periodičnom promenom indeksa prelamanja uvideo je još 1887. godine Lord Rejli (Rayleigh) [40]. Prilikom ispitivanja komada stakla čija je površina usled nekorišćenja i hemijske reakcije s okolinom imala izmenjena optička svojstva, Rejli je primetio da se manji deo svetlosnog snopa odbio (reflektovao) o površinu stakla u poredjenju sa slučajem kada je upotrebljavao potpuno novo



Slika 3.2: Tipične veštačke fotonske trukture.

staklo. Kombinujući više ovakvih stakala dizajnirao je sistem kojim je bilo moguće upravljati svetlošću, tj. preteču današnjih struktura koje nazivamo fotonskim kristalima. Fotonska kristalna vlakna (fibers), tj. rupična vlakna i fotonske rešetke su neke od realizacija fotonskih kristala. Rupična vlakna se primenjuju u mnogim oblastima kao što su fiber optičke komunikacije, fiber laseri, nelinearni uredjaji itd., stoga su već prisutne u našem svakodnevnom životu. Fotonske rešetke su veštačke strukture sa periodičnom modulacijom indeksa prelamanja, sa niskim kontrastom indeksa prelamanja u poredjenju sa fotonskim kristalima. 1D fotonski talasovodi su periodični u jednom transverzalnom pravcu a invarijantne su u longitudinalnom pravcu, 2D fotonske rešetke su karakterisane periodičnom modulacijom u oba transverzalna pravca a invarijantne u longitudinalnom pravcu, dok 3D fotonske rešetke imaju periodičnu modulaciju u sve tri dimenzije. Širenje svetlosti se razlikuje u fotonskim rešetkama u odnosu na zapreminske homogene sredine, tako da su one moćni alati za manipulaciju u prostiranju svetlosti.

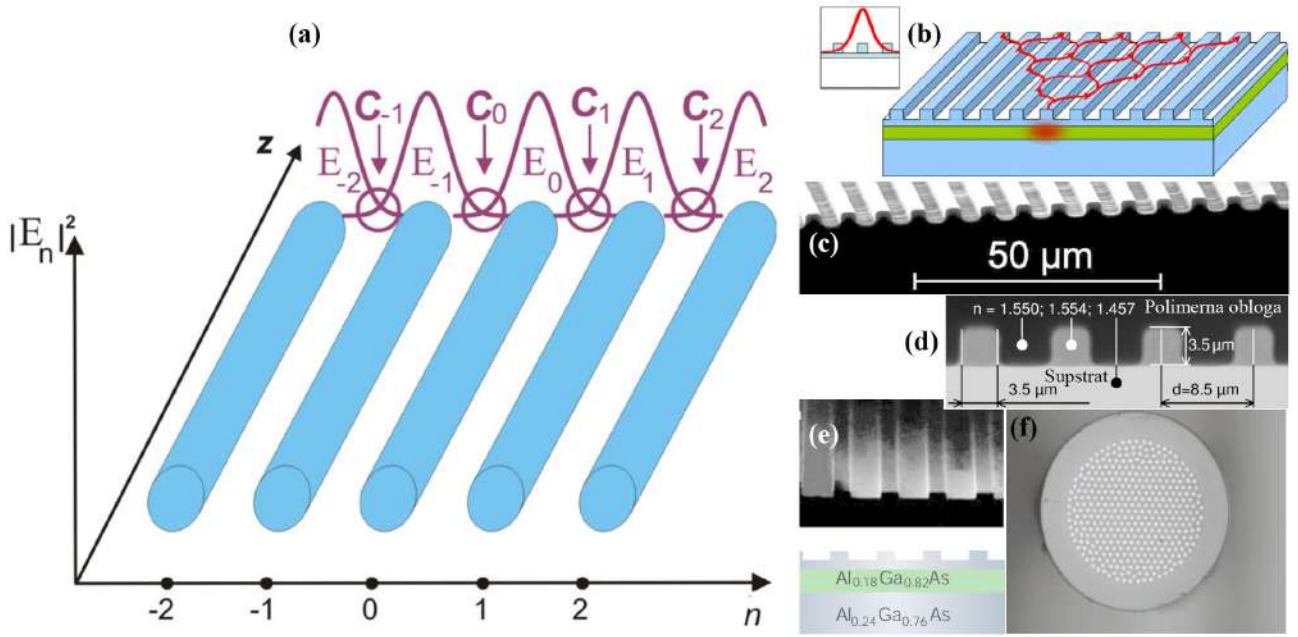
3.4 Fotonske rešetke u jednoj dimenziji

Jednodimenzionalne (1D) fotonske rešetke su okarakterisane periodičnom promenom indeksa prelamanja samo u jednom transverzalnem pravcu. One se odlikuju diskretnom translacionom simetrijom koja se odnosi na činjenicu da se translacijom u pravcu promene indeksa prelamanja osobine njihove strukture ponavljaju samo transliranjem za rastojanje koje predstavlja celobrojni umnožak perioda promene indeksa prelamanja. Dominantni efekti koji se ispoljavaju i rukovode prostiranjem svetlosti kroz ove strukture, su Bragg-ova refleksija i efekti interferencije, pa u linearnom režimu prostiranje svetlosti u ovim sistemima može biti fundamentalno drugačije od prostiranja svetlosti u homogenim sredinama, okarakterisanim kontinualnom translacionom simetrijom. Pri prostiranju kroz 1D fotonske rešetke, svetlost može ostati skoncentrisana u pobudjenim talasovodima u slabo vodjenom režimu ili može tunelovati izmedju talasovoda zahvaljujući njihovoj međusobnoj sprezi. Ove strukture su sačinjene od sistema paralelnih optičkih talasovoda koji se nalaze na takvom rastojanju da je omogućeno slabo linearno sprezanje susednih talasovoda preko evanescentnih polja (repnih polja krive oblika Gausove raspodele). Na slici 3.3 prikazani su nizovi talasovoda u kojima je izučavana diskretna dinamika. Na slici 3.3(a) je prikazan šematski prikaz sistema spregnutih talasovoda, gde je sprezanje posledica preklapanja evanescentnih “repova” optičkih polja $E_{-2}, E_{-1}, E_0, E_1, E_2$, što je u matematičkom modelu opisano konstantantama sprezanja C_{-1}, C_0, C_1, C_2 [41]. Izgled upadnog polja oblika Gausijana i njegovo širenje (tunelovanje) na suserne talasovode prikazano je na slici 3.3 b)). [42]. Niz od 75 jednomodnih polimernih talasovoda (pre nanošenja polimerne obloge) prikazano je na slici 3.3(c) [43, 44, 45]. Nizovi optičkih talasovoda sa indeksom prelamanja polimerne podloge, samih talasovoda sa dimenzijama i indeksom prelamanja supstrata je na slici 3.3(d) [43, 45]. Slika 3.3(e) predstavlja primer niza talasovoda u Aluminium Galium Arsenida (AlGaAs) [46], dok je niz u silicijumskom staklu predstavljen na slici 3.3(f) gde se vidi izgled snopa talasovoda [45].

Periodične 1D fotonske rešetke su najjednostavnije periodične fotonske strukture, pa zato je prostiranje svetlosti u ovakvim sistemima pogodno za razumevanje i opisuje se Helmolcovom talasnom jednačinom (o kojoj je bilo više priloženo u poglavlju 2) u paraksijalnoj aproksimaciji

$$i \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k_0 n_0 n(x) E = 0, \quad (3.4.3)$$

gde E predstavlja amplitudu električnog polja, $k_0 = 2\pi n_0/\lambda$ moduo talasnog vektora u vakuumu odnosno talasni broj, dok su n_0 i λ_0 indeks prelamanja sredine na kojoj su upisani talasovodi većeg indeksa prelamanja i talasna dužina svetlosti u vakuumu. Paraksijalna aproksimacija (o kojoj je bilo više priloženo u poglavlju 2) se koristi pod pretpostavkom da se amplituda električnog polja sporo menja u longitudinalnom z pravcu fotonske rešetke odnosno $\left| \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \right| \ll 2k_0 n_0 \left| \frac{\partial E}{\partial z} \right|$. Modulacija ukupnog indeksa prelamanja rešetke $n(x)$ je periodična funkcija za koju važi $n(x) = n(x + a)$, gde je a period rešetke, zahvaljujući čemu se fotonske rešetke mogu opisati primenom Bloch-ove teoreme, analogno Kronig-Penney-vom modelu za polupro-



Slika 3.3: Spregnuti modovi i rešetke talasovoda. (a) Šematski prikaz sistema spregnutih talasovoda, gde je sprezanje posledica preklapanja evanescentnih "repova" optičkih polja. (b) Izgled upadnog polja oblika Gausijana na talasovodnu rešetku. Crvenim strelicama je pokazano širenje sa strane, na ostale talasovode. (c) Niz od polimernih talasovoda (pre nanošenja polimerne obloge). (d) Nizovi optičkih talasovoda sa indeksom prelamanja polimerne podloge, samih talasovoda sa dimenzijama i indeksom prelamanja supstrata. (e) Nizovi talasovoda u Aluminium Galium Arsenida (AlGaAs). (f) Izgled snopa talasovoda u silicijumska stakla.

vodničke kristale. Pošto promena indeksa prelamanja postoji samo u x pravcu, električno polje se razdvajanjem promenljivih može potražiti u obliku proizvoda:

$$E(x, z) = A(x)e^{i\beta z}, \quad (3.4.4)$$

gde je β komponenta talasnog vektora u longitudinalnom z pravcu (odnosno konstanta prostiranja), a $A(x)$ profil električnog polja u x pravcu koji se može pretpostaviti u obliku Bloch-ovog talasa:

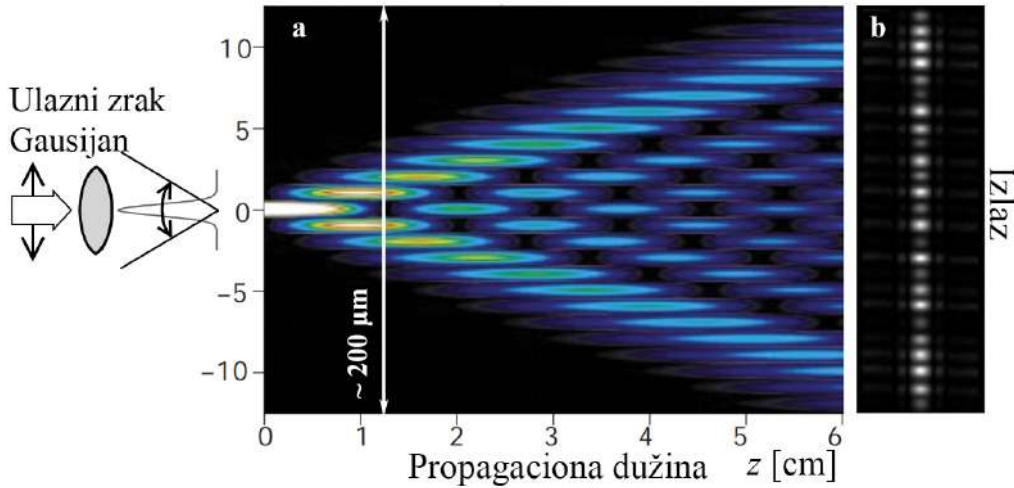
$$A(x) = U(x)e^{ik_x x}. \quad (3.4.5)$$

Ovde je k_x komponenta talasnog vektora u transversalnom x pravcu, odnosno u pravcu periodične promene indeksa prelamanja. Ubacivanjem prethodna dva izraza u (3.4.3) i rešavanjem dobijenog svojstvenog problema mogu se odrediti svojstvene vrednosti i svojstveni modovi. Svaka talasna funkcija koja predstavlja rešenje jednačine (3.4.3) se naziva Floke-Blohov (FB) mod, i određena je odgovarajućim parom transversalnog talasnog vektora k_x i propagacione konstante β . Kod fotonskih rešetki ulogu potencijala kristalne rešetke igra promena indeksa prelamanja, dok elektronskim svojstvenim energijama i funkcijama odgovaraju vrednosti konstanti prostiranja i svojstveni Bloch-ovi modovi električnog polja svetlosti. Dobijene vrednosti konstanti prostiranja formiraju dozvoljene zone zonskog spektra, razdvojene oblastima koje

se nazivaju zabranjenim zonama. Medjusobni odnos talasnog vektora, dielektrične i propagacione konstante, uticaće na izgled zonske strukture posmatranog sistema. Pogodnim izborom pomenutih parametara pokazuje se da je vodjenje talasa moguće u z pravcu, ukoliko je indeks prelamanja talasovoda u kom se prostire talas veći u odnosu na indeks prelamanja susednih talasovoda. U ovom slučaju će najveći deo polja biti skoncentrisan unutar posmatranog talasovoda, dok će u susednoj sredini s manjim indeksom prelamanja polje eksponencijalno opadati. Na graničnim površinama između oblasti s manjim i većim indeksom prelamanja moraju biti zadovoljeni granični uslovi neprekidnosti tangencijalnih komponenti električnog i magnetskog polja. Usled periodične promene indeksa prelamanja, periodični granični uslovi će nametnuti izvesna ograničenja u pogledu konfiniranih rešenja, utičući na kvantizaciju transverzalne komponente k_x , slično kao i u fizici čvrstog stanja. Odabiranje pojedinih vrednosti transverzalne komponente talasnog vektora usloviće postojanje beskonačnog skupa diskretnih vrednosti talasnih rešenja koja predstavljaju vodjene modove za posmatranu strukturu. Kako je $\beta(k_x)$, to će postojati i odgovarajući skup propagacionih konstanti za koje je vodjenje modova kroz strukturu moguće. U zavisnosti od učestanosti polja, $\beta(k_x)$ može biti realna ili kompleksna veličina. Za realne vrednosti propagacione konstante u sistemu će postojati već pomenuti vodjeni modovi, dok će za kompleksne vrednosti polje eksponencijalno opadati u pravcu prostiranja, što znači da u tom slučaju neće biti prostiranja svetlosti kroz fotonsku strukturu. Drugim rečima, ovaj skup propagacionih konstanti predstavlja zabranjene zone, odnosno procepe u zonskom spektru za one učestanosti talasa za koje vodjenje svetlosti kroz strukturu nije moguće. Na ovaj način, rešavanjem jednačine (3.4.3) određen je čitav skup realnih i kompleksnih vrednosti propagacionih konstanti koje zajedno s transverzalnim vektorom čine zonsku strukturu, pa tako se može dobiti realna slika o prostiranju svetlosnog snopa proizvoljnog profila kroz rešetku. U linearnom slučaju se, svetlost koja se prostire kroz rešetku, može predstaviti preko linearne superpozicije svojstvenih modova fotonske rešetke. U mnogobrojnim slučajevima nije moguće naći analitičko rešenje jednačine (3.4.3) pa se koriste različiti numerički metodi. U praksi se često pribegava njenom aproksimativnom rešavanju primenom teorije spregnutih modova (Coupled Mode Theory–CMT) [41,43,47,48].

3.5 Diskretna difrakcija svetlosti

Da bi se razmotrilo od čega zavisi prostiranje snopa kroz rešetku, može se kontrolisati ugao pod kojim svetlosni snop ulazi u rešetku, koji određuje transverzalni moment optičkog snopa k_x . Izborom širine snopa može se kontrolisati difrakcija, odnosno prostiranje snopa kroz fotonsku rešetku (slika 3.4 i 3.5) [43, 44, 51, 52]. Jedan način za manipulaciju prostiranjem snopa je izbor njegove širine u odnosu na dimenzije pojedinačnih talasovoda. Širok Gauss-ov optički snop, kojim se istovremeno može pobuditi veći broj talasovoda, lansiran pod normalnim uglom u odnosu na transverzalni pravac fotonske rešetke, prostiraće se skoro bez širenja kroz rešetku, pri čemu će periodična promena indeksa prelamanja fotonske rešetke uticati samo na



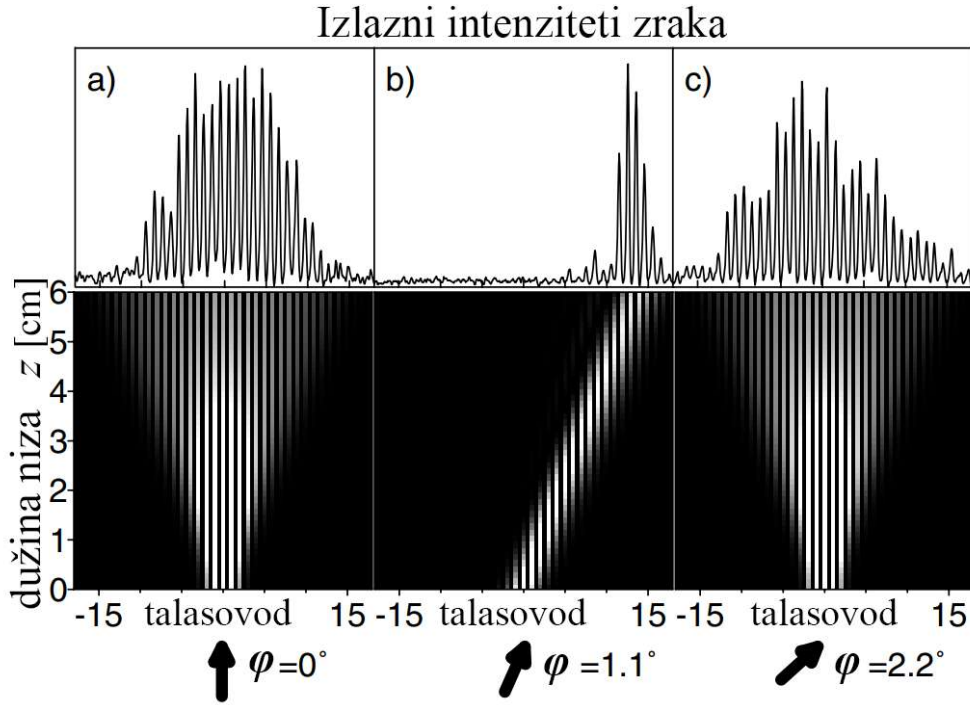
Slika 3.4: Numerička simulacija uskog Gausovog ulaznog snopa koji pobudjuje jedan talasovod, 1D periodičnog niza talasovoda.

modulaciju profila njegovog intenziteta. Ukoliko se u fotonsku rešetku ubaci uski optički snop, širine srazmerne širini jednog talasovoda, svetlost će tunelovati kroz sistem udaljavajući se od početno pobudjenog talasovoda i ostajući skoncentrisana duž bokova, što je suprotno situaciji koja se javlja u homogenim sredinama kada je najveći deo svetlosti skoncentrisan upravo oko centra snopa. Ovaj efekat je poznat kao *diskretna difrakcija* i svojstven je za fotonske rešetke (slika 3.4). Na slici 3.4 je prikazana numerička simulacija uskog ulaznog snopa koji pobudjuje jedno mesto periodično polarizovanog niza talasovoda. U ovom prikazu (odozgo), usled diskretne difrakcije, veliki deo svetlosti je raspoređen u dva različita spoljna režnja [43, 44].

Drugi način za manipulaciju difrakcijom je podešavanjem upadnog ugla svetlosnog snopa (slika 3.5). Različita dinamika prostiranja svetlosti u zavisnosti od širine pobude može se objasniti na sledeći način. Prostorno širokom Gauss-ovom optičkom snopu odgovara uzak Fourier-ov spektar, dok je kod prostorno uskog optičkog snopa situacija obrnuta. Stoga pobudjivanjem fotonske rešetke širokom pobudom, mali broj modova fotonske rešetke učestvuje u prostiranju svetlosti kroz fotonsku rešetku čineći da se širina ubačenog svetlosnog snopa ne menja značajno pri prostiranju. S druge strane, ubacivanjem uske pobude, pobudjuju se svi modovi fotonske rešetke dovodeći do diskretne difrakcije. Takodje, zavisnost sprežanja talasovoda od talasne dužine upadne svetlosti, može se iskoristiti za prostorno razdvajanje spektralnih komponenti upadne svetlosti.

3.6 Fotonske rešetke u dve dimenzije

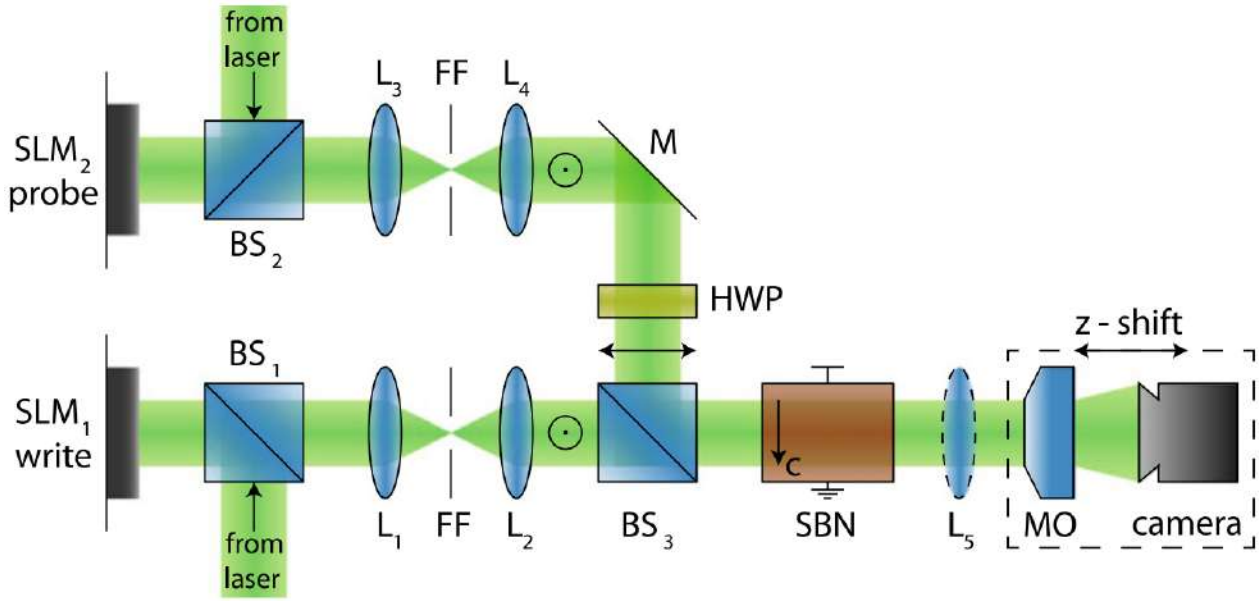
Dvodimenzionalni optički diskretni solitoni su razmatrani i sistematski analizirani u različitim fizičkim uslovima [51, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60]. Do sada je 2D diskretno samozarobljavanje uspešno realizovano unutar većine fotorefraktivnih kristala [53], kao i u nelinearnim



Slika 3.5: Manipulacija difrakcijom podešavanjem ugla φ upadnog svetlosnog snopa tako da odgovara $\varphi = 0^\circ$ (a) sredini difrakcione krive normalna difrakcija, $\varphi = 1.1^\circ$ (b) prevojnoj tački difrakcione krive snop se prostire bez difrakcije i $\varphi = 2.2^\circ$ (c) ivici difrakcione krive, odnosno anomalna difrakcija.

rešetkama talasovoda optički „zapisanim“ u silicijumskom staklu [60]. Nedavni tehnološki razvoj u preciznoj izradi slabo spregnutih nizova vlaknastih talasovoda može pružati još jednu alternativu u ovom pravcu [61]. S obzirom na trenutno stanje ove oblasti, možda je fer reći da je veći deo napretka u eksperimentalnom posmatranju 2D diskretnih solitona i njihovih interakcija ostvaren u optički indukovanim fotorefraktivnim optičkim rešetkama [53, 54]. Sa praktične tačke gledišta, uspostavljanje nelinearne rešetke u fotorefraktivnom kristalu nudi nekoliko prednosti. Optička indukcija [54] nudi veliku fleksibilnost u „pisanju“ 2D rešetki u rasutom stanju. Kao što ćemo videti, to mogu biti regularni Bravaisovi 2D kristali [53], kvazi-kristali [55] ili možda rešetke sa jakim slučajnom komponentom [62]. Ove strukture se mogu brisati po želji, a druge se mogu indukovati korišćenjem standardnih interferometrijskih aranžmana. Konačno, ove 2D rešetkaste strukture mogu biti indukovane koherentno, kao i nekoherentno (ili u kombinaciji ova dva načina), što pruža dodatne mogućnosti u ovim sistemima [54].

Princip metode optičke indukcije [54] u 2D fotorefraktivnim materijalima, razmotren je na primeru SBN kristala (slika 3.6). U ovoj konfiguraciji, optička osa ili c -osa je orijentisana duž x -pravca, istog pravca preko kojeg se uspostavlja polje električnog prostornog naelektrisanja. Važno je naglasiti da je u ovoj porodici fotorefraktivnih kristala elektrooptički odnos $\frac{r_{13}}{r_{33}} \ll 1$ veoma mali [63, 64, 65]. U prisustvu polja prostornog naelektrisanja, elektrooptički efekat refraktira indekse prelamanja ovog anizotropnog kristala na sledeći način, $(n'_e)^2 = n_e^2 - n_e^4 r_{33} E_{sc}$, $(n'_o)^2 = n_o^2 - n_o^4 r_{13} E_{sc}$ [63]. Neophodan uslov da bi ova konfiguracija funkcionisala jeste da

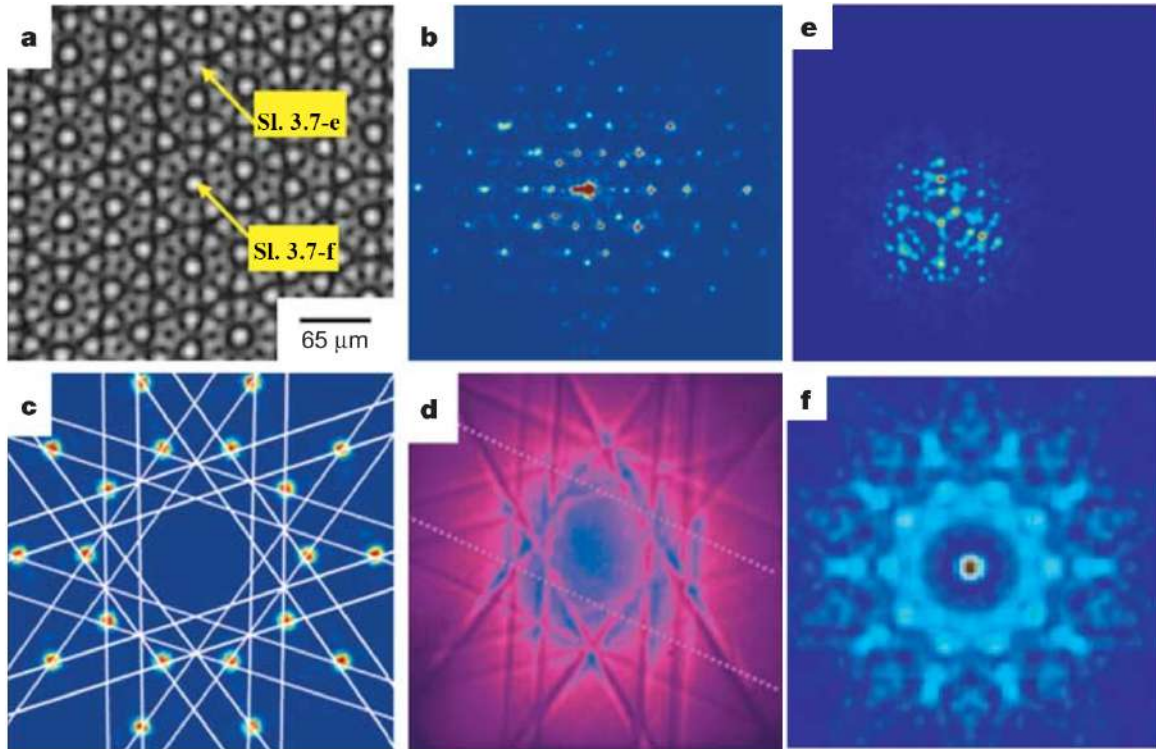


Slika 3.6: Eksperimentalna postavka za realizaciju i ispitivanje fotonskih struktura. BS-Razdelnik zraka, FF-Furieov filter, HWP-Pločapolutalasnne dužine, L-Optička sočiva, M-Ogledalo, MO-Mikroskopski objektiv, SLM-Prostorni modulator svetlosti, SBN-Stroncium Barium Niobat kristal [67].

obrazac intenziteta upisivanja ostane nepromenljiv duž ose prostiranja z . Ovo se može desiti samo ako komponente ravnog talasa potrebne za sintezu snopa pisanja poseduju istu k_z komponentu. Drugim rečima, sve komponente ravnog talasa treba da leže na konusu koji ima ugao pri vrhu θ u odnosu na z , npr. $k_z = k \cos \theta$. Na taj način, obrazac upisivanja će ostati nepromenljiv sa prostiranjem. U principu, ovaj obrazac može biti periodičan [9] (to je dvodimenzionalna Bravaisova rešetka sa primitivnom ćelijom) ili može biti kvazikristalni [55]. Na primer, koherentnim preklapanjem dva para ravnih talasa (dva ravna talasa u x i dva u y), može se generisati nepromenljivi kvadratni obrazac oblika $I = I_0 [\cos(k \sin(\theta)x) + \cos(k \sin(\theta)y)]^2$. Da je superpozicija između dva para bila nekoherentna, rezultujući obrazac bi takodje mogao biti pravougaonog oblika, pod uslovom da su korišćena dva različita interferirajuća ugla [54]. Sa druge strane, korišćenjem tripleta, dobiće se 2D heksagonalna rešetka [63, 67].

Laserski snop je podeljen na dva dela, jedan se koristi za izradu a drugoi za ispitivanje fotonskih struktura. Oba su proširena, kolimirana i osvetljavaju kao ravni talasi dva prostorna modulatora svetlosti. Fotonska struktura se zapisuje običnim (*ordinarily*) polarizovanim svetlosnim poljem, koje se potom linearno ispituje drugim, izvanrednim (*extraordinarily*) polarizovanim svetlosnim poljem. Da bi se istražilo nelinearno prostiranje strukturirane svetlosti u fotonskim rešetkama, npr. formiranje prostornih solitona, snopovi za upisivanje i snopovi za ispitivanje (isčitavanje strukture) se puštaju istovremeno na SBN kristal. Prema ovim procedurama, ponekad putanju snopa koja uključuje SLM_1 nazivamo snopom za pisanje (*writing beam*), dok je putanja sa SLM_2 probni snop (*probe beam*). Oba snopa se superponiraju pomoću razdelnika snopa (BS_3). Da bi probni snop adresirao jači elektrooptički koeficijent, polutalasn

ploča (HWP) rotira svoju linearnu polarizaciju za 90° , tako da osvetljava SBN kristal izuzetno (*extraordinarily*) polarizovanim snopom. Iza SBN kristala, mikroskopski objektiv (MO) i kamera su montirani na pokretnom postolju koje se može pomerati u z -pravcu. Oni čine sistem za snimanje. Obično, mikroskopski objekat snima zadnju stranu kristala na kameru. Ako je potrebno, sočivo L_5 se ubacuje u putanju snopa i omoguććava snimanje Furijeovog prostora.



Slika 3.7: Dvodimenzionalna rešetka u kvazi-kristalu. (a) Eksperimentalna slika pravilnog pentagon (desetougao) dijagrama intenziteta polja generisanog pomoću 5 snopova za pisanje (b) eksperimentalni difrakcioni dijagram (c) teorijske (d) eksperimentalne Briluenove zone, na (e) i (f) vide se delovi na istoj slici pod (a) označeni u žutom polju [51].

Dve mogućnosti za analizu optički indukovanih fotonskih struktura su sa najosnovnijim pobudjenjima kao što su ravnim talasom i Dirakovim delta impulsom (prostorno, koji se može aproksimirati uskim Gausovim snopom). Tako se dobijaju informacije o prostornim i spektralnim svojstvima fotonskih struktura.

Unutar SBN kristala se ne može vizualizovati raspodela svetlosti kada je indeks prelamanja materijala prostorno modulisan. Jedna od mogućnosti za dobijanje informacija o evoluciji svetlosnog polja unutar fotonske strukture jeste izvodjenje numeričkih simulacija i upoređivanje eksperimentalno dostupnog svetlosnog polja na zadnjoj strani kristala sa onim koje su predviđene simulacijama. Ako se oba rezultata slažu, pretpostavljamo da simulacija odražava ispravnu raspodelu svetlosti ne samo na zadnjoj strani odnosno na izlazu kristala već i u celoj zapremini.

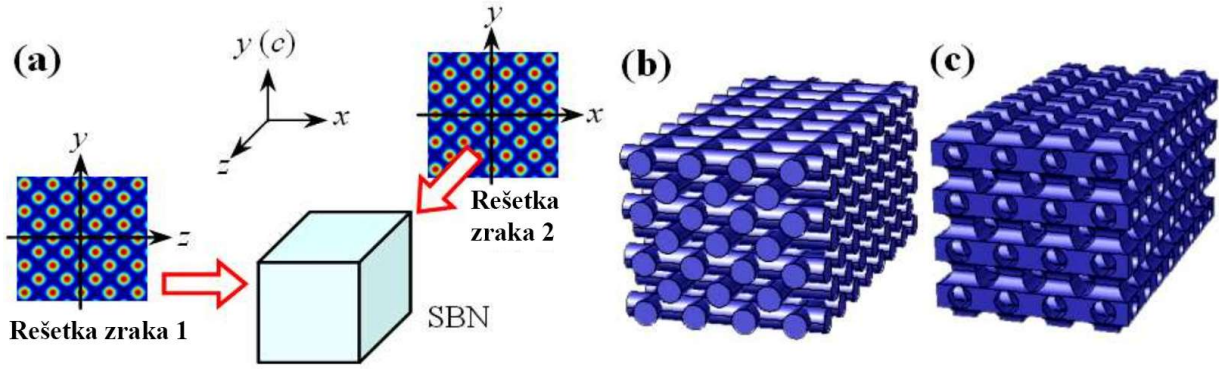
Kvazikristali su čvrsta tela koja nisu Braveova, čija jedinstvena fizička svojstva fasciniraju

naučnike još od njihovog otkrića [68]. Raspored atoma u takvim sistemima je kvaziperiodično, bez poredaka kratkog dometa, bez invarijantnosti pri prostornim translacijama ili rotacijama [69]. Generalno, kvazikristalima nedostaje primitivna „jedinična ćelija“. Pa ipak, oni poseduju u suštini poseban diskretni difrakcioni obrazac. Drugim rečima, oni su kristalni u Furijeovom prostoru. Kvaziperiodični obrazac se može sastaviti korišćenjem dve ili više osnovnih ćelija poznatih kao „Penrouzove pločice“ [70]. Rezultujuća geometrija dovodi do fraktalne trakaste strukture [71], samoizlečenog transporta kao odgovor na primenjeno naprezanje itd. Generalno, u atomskim kvazikristalima veoma je teško direktno posmatrati dinamiku elektronskih talasa dok se prostiru kroz strukturu ili dinamiku defekata rešetke. Fotonski kvazikristali, s druge strane, su makroskopski objekti i stoga se unutrašnja dinamika talasa može lokalno pobuditi i direktno snimiti.

3.7 Periodične fotonske rešetke u tri dimenzije

Mnogo novih fenomena, poput diskretne difrakcije, rešetke i gep solitona, generisanje viših harmonika, stimulirano rasejanje itd. je moguće realizovati. Istorijski gledano, ideja diskretnih optičkih komponenti se pojavila prilično sporo u oblasti optike. S jedne strane, iz klasične perspektive, samo elektromagnetno polje je kontinuirana funkcija i prostora i vremena, pa je trebalo naučnicima neko vreme da shvate da, u mnogim prilikama, svetlost može pokazivati ponašanje karakteristično za ono koje se sreće u diskretnim sistemima [44, 51]. Takodje, važnija prepreka koja je sprečila da ove ideje postanu stvarnost bilo je stanje tehnologija izrade. Iako su prve studije procesa optičkog sprežavanja u nizovima talasovoda sprovedene početkom 1960-ih [74, 75], tek nedavno su postali dostupni visokokontrastni dielektrični elementi koji su omogućili stvaranje fotonskih kristalnih struktura [76]. Sveobuhvatan pregled teorijskih i eksperimentalnih dostignuća u oblasti diskretnih optičkih solitona u nelinearnim fotonskim rešetkama dat je od strane Lederera sa saradnicima u ref. [51], koja opisuje fiziku bogate familije diskretnih solitona u nelinearnim nizovima talasovoda. Pregled oblika i kontrole mobilnosti solitona u rekonfigurabilnim fotonskim rešetkama optički indukovanim složenim nedifragujućim snopovima, kao što su Beselovi, Matjeovi ili parabolični snopovi [77]. Zbog periodične prirode fotonskih rešetki, pronadjene su mnoge sličnosti sa kvantnom mehanikom i fizikom čvrstog stanja, što se često ogleda u terminologiji za njihov opis. Konkretno, čestice u periodičnim potencijalima, kao što su elektroni u kristalnim čvrstim telima ili prilagodjene superrešetke poluprovodnika, Boze-Ajnštajnovi kondenzati u optičkim rešetkama i fotoni u fotonskim rešetkama, dele mnoge zajedničke karakteristike koje omogućavaju efikasnu razmenu znanja između različitih oblasti. Da bi se manipulirao svetlosnim tokom sa prostornom frekvencijom, blisko raspoređeni nizovi talasovoda (fotonske rešetke) korišćeni su kao efikasna platforma za studije vezane za prostorni energetski proces [51].

Tehnikom „optičke indukcije“ [53, 54, 56, 78] se osim 1D ili 2D fotonske strukture mogu uspešno realizovati i 3D fotonske rešetke [79]. 3D fotonske strukture se mogu koristiti za nove



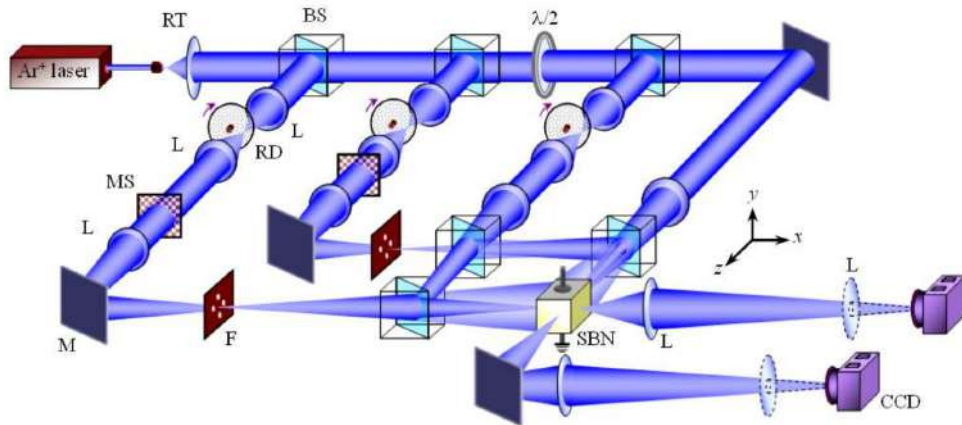
Slika 3.8: Optička indukcija 3D fotonske rešetke u kristalu stroncijum-barijum-niobata (SBN) [94]. Dva snopa koja indukuju rešetku usmeravaju se duž dve kristalne a -ose (orijentisane duž x i z -pravaca). (b, c) Ilustracija indukovanih struktura rešetke pod samofokusirajućom i samodefokusirajućom nelinearnošću, respektivno.

prostorne filtere, samokolimatore i generatore spore svetlosti, pored proučavanja novog tipa proširenih talasnih oblika i vrtložnih struktura u 3D okruženju [80, 81]. Eksperimentalno je demonstrirano dobijanje 3D rekonfigurabilne fotonske rešetke primenom metode optičke indukcije u SBN fotorefraktivnom kristalu [79]. Kao što je ilustrovano na slici 3.8 3D rešetke se uspostavljaju slanjem dva 2D snopa kvadratne rešetke u kristal iz dva različita ortogonalna pravca (svaki normalan na kristalnu c -osu). Jednostavnom promenom polariteta, različite 3D strukture rešetke sa slike 3.8 (b, c) se formiraju pod samofokusirajućom ili defokusirajućom nelinearnošću. Indukovane 3D periodične indeksne strukture se prate vođenjem ravnim talasima i Brilluenovom zonskom (BZ) spektroskopijom iz dva ortogonalna pravca. Ove 3D fotonske rešetke se mogu lako rekonfigurisati u druge strukture kao što su 3D heksagonalne ili jonske rešetke.

Eksperimentalna postavka za generisanje 3D rešetke metodom optičke indukcije je ilustrovana na slici 3.9. [79]. Numerički rezultati pokazuje da se diskretna difrakciona svojstva kao što su nulta difrakcija i Bregova (Bragg) refleksija značajno razlikuju od svojih pandana u 2D kvadratnim rešetkama ili zakrivljenim rešetkama talasovoda [79, 83, 84]. Pored toga, moglo bi biti moguće realizovati novi tip potpuno optičkog upravljanja snopom i selektivnog samozarobljavanja orijentacije u 3D rešetkama. Proučavanje dinamike talasa u 3D fotonskim rešetkama može se pokazati relevantnim za slične fenomene u drugim 3D diskretnim sistemima koje uključuju fiziku čvrstog stanja [85].

3.8 Spiralno uvijena fotonska kristalna vlakna

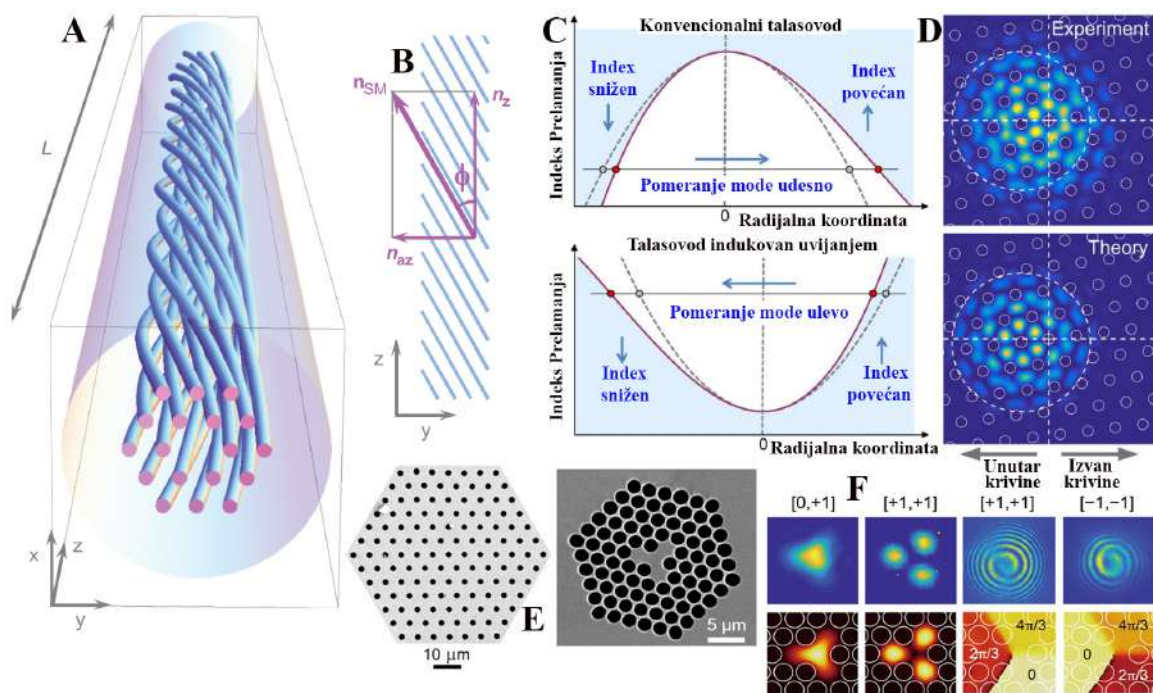
Pre jednog veka, Ajnštajn je predložio da su gravitacione sile rezultat zakrivljenosti prostora-vremena i predvideo da će svetlosni zraci skretati prilikom prolaska pored masivnog nebeskog objekta. Ovde razmatramo da uvijanje periodično strukturiranog „prostora“ unutar fotonskog



Slika 3.9: Eksperimentalna postavka za indukovanje i praćenje 3D fotonskih rešetki u polarizovanom SBN kristalu. Leve dve putanje snopa su za dva snopa koja indukuju rešetku, treća putanja je za merenje spektra Briluenove zone, a četvrta (krajnje desna) putanja je za testiranje difrakcije fokusiranog probnog snopa. RT: Obrnuti teleskop; BS: Razdvajač (razdelnik) snopa; RD: Rotirajući difuzer; L: Sočivo; MS: Amplitudna maska; M: Ogledalo; F: Furijeov filter $\lambda/2$: polutalasna ploča [79].

kristalnog vlakna bez jezgra stvoriti spiralni kanal gde vodjeni modovi mogu da se formiraju uprkos odsustvu bilo kakve vidljive strukture jezgra. Koristeći analizu Hamiltonove optike [120], [121], pokazano je da svetlosni zraci prate zatvorene spiralne ili oscilatorne putanje unutar spiralnog kanala, u bliskoj analogiji sa geodezijskim linijama kretanja u dvodimenzionalnom gravitacionom polju. Prečnik moda se smanjuje, a njegov indeks prelamanja raste, kako se brzina uvijanja povećava. Istražuje se prelamanje, orbitalni ugaoni moment i disperzija ovih neobičnih modova. Spiralno uvijanje nudi dodatne mogućnosti za kontrolu gubitka, disperzije i polarizacije svetlosti u optičkim vlaknima sa nekružnim vodećim jezgrima. Razmatra se efekat koji se javlja u kontinuirano uvijenim fotonskim kristalnim vlaknima. Vodjena spiralnom rešetkom šupljih kanala, svetlost obloge je primorana da prati spiralnu putanju. Ovo preusmerava deo aksijalnog toka momenta u azimutalni pravac, što dovodi do formiranja diskretnih orbitalnih stanja ugaonog momenta na talasnim dužinama koje se linearno skaliraju sa brzinom uvijanja. Svetlost vodjena jezgrom fazno se topološki podudara sa ovim curećim stanjima, uzrokujući niz padova u propuštenom spektru. Uvijena fotonska kristalna vlakna imaju potencijalne primene, na primer, u filterima za odbijanje opsega i kontroli disperzije.

Spiralno uvijeno fotonsko kristalno vlakno (PCF je skracenica od photonic crystal fibres) se sastoji od jedne jednoosne hiralne jedinice, koja sadrži jedno ili više jezgara za vodjenje svetlosti, koja je beskonačno produžena u trećoj dimenziji u smeru uvijanja slika 3.10 (A). U svom najčešćem obliku, PCF se sastoji od heksagonalnog niza šupljih mikrokanala koji se protežu duž dužine staklene niti debljine približno $100 \mu\text{m}$. Kada se podvrgne kontinuiranom uvijanju duž svoje dužine, ima izgled „višestruke spirale“, to je uvijeno čvrsto jezgro fotonskog kristalnog vlakna (PCF) i čini vrstu mikrostrukturiranog vlakna u kome je pravilna heksagonalna rešetka šupljih kanala raspoređena simetrično oko centralnog staklenog jezgra [122]. Kontinuiranim



Slika 3.10: Spiralno uvijena fotonska kristalna vlakna. (A): Perspektivni pogled na jedan period L (B): Komponente indeksa prelamanja. (C): Pomeranje moda kod normalnog i uvijenog talasovoda. (D): Raspodela intenziteta eksperimentalno dobijena (gore) i iz numeričkih simulacija (dole). (E): Skenirajući elektronski mikrograf mikrostrukture. (F): Gore su prikazani izmereni obrasci intenziteta bliskog polja, za helikoidalnih Blohovih moda i spiralne interferencijske trake intenziteta, koje se formiraju između moda dalekih polja i divergentnog Gausovog snopa. Dole prikazane numeričke simulacije raspodele intenziteta moda i fazna raspodela moda [79].

uvijanjem, PCF pokazuje niz padova u svom spektru prenosa, efekat koji je ranije pripisan nekom obliku difrakcione rešetke [123, 124]. Spiralna vlakna (slika 3.10-A) su napravljena krutim fiksiranjem jednog kraja komada čvrstog PCF-a, dok je drugi kraj montiran u centar motorizovanog rotacionog postolja. Tako PCF bi imao heksagonalnu strukturu šupljih kanala prečnika $d \approx 0,9 mm$ i razmaka $L \approx 2,9 mm$, što daje $d/L < 0,4$, a što ga čini „beskonačno jedno-modnim“ odnosno, podržava samo jedan transverzalni mod na svim talasnim dužinama [125]. Snimak njegove mikrostrukture dobijen skenirajućim elektronskim mikroskopom prikazan je na umetku na slici 3.10-E. Trajno uvijanje je proizvedeno rotiranjem postolja tokom skeniranja fokusiranog CO_2 laserskog snopa duž vlakna sa upravljačkim ogledalom fiksiranim na precizno motorizovano linearno translaciono postolje [126]. Snaga lasera je izabrana da zagreje vlakno do temperature omekšavanja stakla. Linearno polarizovana svetlost iz superkontinualnog izvora je povezana sa uzorcima, a spektri propuštene snage su mereni pomoću optičkog analizatora spektra. Na slici 3.10 (A) prikazan je perspektivni pogled na jedan period $L = \frac{2\pi}{\alpha}$, gde je α brzina (stopa) uvijanja spiralnog PCF-a sa negativnim uvijanjem (tj. suprotno od kazaljke na satu gledajući u smeru prostiranja, duž $+z$ -ose). Plave cevi predstavljaju šuplje kanale koji prolaze kroz staklo, a čvrsto stakleno jezgro je formirano nedostajućim kanalom u centru. Radi

jasnoće, brzina (stopa) uvijanja je znatno preuveličana na ovoj skici ($\frac{L}{\Lambda}$ je reda veličine 100 u eksperimentima, gde je Λ razmak između rupica). Na slici 3.10 (B) prikazani su lokalne aksijalne n_z i azimutalne n_{az} komponente indeksa prelamanja n_{SM} osnovnog Blohovog moda, koji popunjava prostor u uvijenoj oblozi. Ugao ϕ između ose vlakna i kanala povećava se sa poluprečnikom r , prateći približnu vezu $\phi \approx r\alpha$ [127]. Na slici 3.10 (C) prikazano je savijanje prema levoj strani koje stvara linearni gradijent indeksa prelamanja, snižen levo i povećan desno od centra [121]. Svetlost se prekida u širenju u plavo osenčenim oblastima. U poredjenju sa slučajem normalnog (konvencionalnog) talasovoda sa gradijentnim indeksom prelamanja (gore), moda se anomalno pomera ka unutrašnjosti savijanja u slučaju talasovoda indukovano uvijanjem (dole na slici). Na slici 3.10 (D) prikazana je izmerena (gornja) i proračunata (dole) raspodela intenziteta (Pointingovog vektora u transverzalnoj ravni) za talasnu dužinu od $\lambda = 703nm$ za brzinu (stopu) uvijanja od $\alpha = 1, 26 \frac{rad}{mm}$ i poluprečnik savijanja od $8, 75cm$ [128]. Isprekidana bela linija označavaju centar vlakna, a krugovi označavaju šuplje kanale. Na slici (E) je elektronskim mikroskopom skenirana mikrostruktura PCF-a, odnosno imamo mikrografski prikaz sa skalom od $5\mu m$ i $10\mu m$. Na slici (F) su izmereni obrasci intenziteta bliskog polja za $[l, s] = [0, +1], [+1, +1]$ helikoidalne Blohove mode i spiralne interferencijske trake intenziteta koje se formiraju između moda dalekih polja i divergentnog Gausovog snopa. Obrasci intenziteta za $[l, s] = [-1, -1]$ i $[+1, +1]$ mode su veoma slični [128]. Dole su: numeričke simulacije raspodele intenziteta moda i fazna raspodela moda. Topološko naelektrisanje je označeno sa l , a spin sa s . Analiza hiralnih PCF-a u helikoidnom okviru daje obrasce intenziteta bliskog polja na slici 3.10-(F), pokazujući dobro slaganje između eksperimenta i teorije. Merenja sposobnosti održavanja polarizacije izvršena su nakon prostiranja duž vlakna dužine $8m$, gde je modul Stoksovog parametra modova $[+1, +1]$ i $[-1, -1]$ bio veći od 0,98 na izlazu, što pokazuje veoma dobro očuvanje stanja kružne polarizacije. Takav robustan prenos kružne polarizacije u hiralnoj PCF takodje znači da se vrtložni modovi stabilno prostiru, pošto su topološka naelektrisanja i spinski redovi uvek povezani zajedno sa azimutalnim redom pomoću $l = l_A - s$. Bilo kakva odstupanja od celobrojnih vrednosti spinskih redova uzrokovana su interakcijom između vrtložnih modova i obrnuto. Spiralno zakrivljeni prostor unutar periodične mikrostrukture uvijenog PCF-a podržava porodicu neobičnih i fascinantnih efekata, povezanih sa sposobnošću spiralne strukture da stvara optičke vrtloge. Uvijanje može stvoriti vođenje svetlosti sa malim gubicima u savršeno periodičnom PCF-u bez jezgra – prvom primeru talasovoda bez jezgra. Modovi uvijenog PCF-a su skoro savršeno kružno polarizovani, pokazuju optičku aktivnost i nose orbitalni angularni moment-OAM. OAM se može robusno očuvati na velikim dužinama optičkog vlakana [126, 129].

Glava 4

Fotorefraktivni efekat

Fotorefraktivna (FR) optika je oblast nelinearne optike (NO) koja ima sve veći značaj u naučnim istraživanjima i tehnološkoj primeni. FR optika proučava pojave vezane za propagaciju laserskih snopova u nelinearnim FR materijalima. Propagacija laserskih zraka u FR sredinama dovodi do promene indeksa prelamanja, što je veoma interesantna osobina zbog različitih potencijalnih primena u telekomunikacijama, računarstvu, optičkoj litografiji itd.

4.1 Fotorefraktivni materijali

Fotorefraktivni materijali poseduju fotoprovodničke i elektrooptičke osobine i imaju sposobnost detektovanja i skladištenja prostornih distribucija optičkih polja u formi prostornih rešetki izmenjenog refraktivnog indeksa [86]. To su uglavnom prozračni i anizotropni feroelektrični kristali koji sadrže određene primese čija se energetska stanja nalaze između valentne i provodne zone. Primese su odabrane tako da imaju funkciju donora i akceptora u kristalu. Kada se u ovakvoj sredini prostire optički talas čiji fotoni nemaju dovoljno energije da pobude elektrone iz valentne zone ali mogu da izvrše jonizaciju donora, u osvetljenom delu kristala doći će do stvaranja pozitivno naelektrisanih šupljina i negativno naelektrisanih slobodnih nosilaca naelektrisanja, koji će usled difuzije ili drifta (i pod dejstvom spoljašnjeg električnog polja, ako ono postoji) početi da se kreću ka neosvetljenim delovima kristala. Nakon određenog vremena (vremena relaksacije datog kristala), slobodna naelektrisanja će ponovo biti zarobljena od strane već jonizovanih donora ili akceptora. Razdvajanje naelektrisanja dovodi do formiranja prostornog električnog polja E_{sc} unutar kristala. Ovo polje preko elektrooptičkog efekta dovodi do promene indeksa prelamanja sredine $\hat{n}$, koji sada takodje postaje funkcija prostornih koordinata. Drugačije rečeno, neravnomerna raspodela intenziteta svetlosti u kristalu dovodi do neravnomerne promene indeksa prelamanja. Pojava se zove fotorefraktivni efekat. FR efekat je otkriven kao nepoželjni optički gubitak (tzv. optička šteta) u nelinearnim elektrooptičkim kristalima [87]. Svetlošću izazvana promena indeksa prelamanja je ograničavala uspešnu primenu

kristala $LiNbO_3$ sa velikim elektrooptičkim i nelinearnim optičkim koeficijentima, jer je promena indeksa povećavala širenje i rasejanje laserskih snopova kod uređaja, kao što su modulatori i frekventni udvojiivači. Kasnije je isti efekat primećen u nizu feroelektričnih kristala (barijum titanat, kalijum niobat), u nekim poluprovodnicima kubne simetrije (galijum arsenid), pa čak i u nekim polimerima. Takvi materijali nazvani su FR materijalima. Najvažniji FR materijali su: stroncijum barijum niobat (SBN), barijum titanat ($BaTiO_3$), bizmut silikon oksid ($Bi_{12}SiO_{20}$), litijum niobat ($LiNbO_3$), kalijum niobat ($KNbO_3$) i galijum arsenid (GaAs). Svi oni moraju biti dopirani različitim primesama. Kao primesa najčešće se koriste gvoždje i cerijum, jer mogu biti i donori i akceptoru u kristalu.

4.2 Teorijsko tumačenje fotorefraktivnog efekta

FR efekat [88, 89, 90] je elektrooptički fenomen promene indeksa prelamanja sredine pod dejstvom internog električnog polja koje nastaje pri neuniformnom osvetljavanju kristala, i rezultat je najpre fotojonizacije a potom i lokalne redistribucije naelektrisanja u kristalu (slika 4.1 i 4.2). [91, 92]. Ovak efekat je prvi put otkriven 1966. godine [88, 93, 94], pri proučavanju prolaska laserske svetlosti kroz neke elektrooptičke kristale¹. Okarakterisan je dvema glavnim osobinama: fotoprovodnošću (upadna svetlost uslovljava ekscitaciju parova elektrona i jonizovanih donora (pozitivnih šupljina), a njihova gustina je proporcionalna intenzitetu) i elektrooptičnošću. Obični fotoprovodni materijali često su dobri izolatori u mraku. Nakon osvetljavanja, apsorbuju se fotoni, stvaraju se nosioci slobodnih naelektrisanja (parovi elektron-šupljina) i provodnost materijala raste.

Razmotrimo sada dobijanje periodične raspodele intenziteta svetlosti odnosno interferencijske šare u kristalu. Pretpostavimo da se dva laserska zraka seku u FR sredini i neka je njihovo električno polje dato izrazom²:

$$\vec{E} = \vec{A}_1 \exp(i(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r})) + \vec{A}_2 \exp(i(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r})), \quad (4.2.1)$$

gde smo pretpostavili da su im frekvencije ω jednake, $\vec{A}_1$ i $\vec{A}_2$ su kompleksne amplitude a $\vec{k}_1$ i $\vec{k}_2$ su talasni vektori. Ako jednostavnosti radi uzmemo da ova dva talasa imaju isti pravac polarizacije, oni će napraviti interferencionu šaru intenziteta:

$$I(\vec{r}) = I_0 + 2\text{Re}\{\vec{A}_1^* \cdot \vec{A}_2 \exp(-i\vec{K} \cdot \vec{r})\} = I_0[1 + m \cos(\vec{K} \cdot \vec{r})], \quad (4.2.2)$$

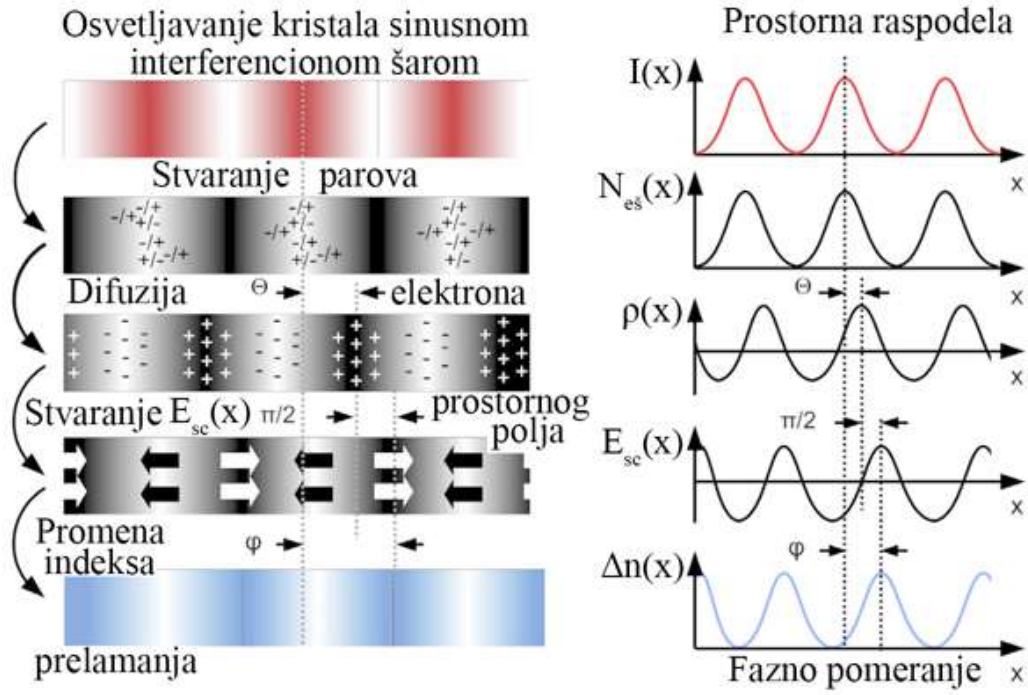
gde smo zanemarili konstantu proporcionalnosti³ a sa I_0 i m smo označili sledeće izraze:

$$I_0 = |\vec{A}_1|^2 + |\vec{A}_2|^2 = I_1 + I_2, \quad (4.2.3)$$

¹Elektrooptički znači da optičke osobine kristala zavise od spoljašnjeg električnog polja.

²Vektor električnog polja je napisan u kompleksnom eksponencijalnom obliku ali treba imati na umu da samo realni delovi imaju fizičkog smisla.

³Gustina fluksa elektromagnetne energije usrednjene po vremenu koju prenosi svetlosni talas, naziva se



Slika 4.1: Model fotorefraktivnog efekat. FR materijal obasjan sinusoidnom interferencionom šarom duž prostorne koordinate x generiše fotojonizacijom parove elektron-šupljina $N_{es}(x)$, kao i neuniformnu raspodelu gustine $\rho(x)$ naelektrisanja. Tako stvoreno električno polje $E_{sc}(x)$ menja indeks prelamanja kristala $\Delta n(x)$ u obliku difrakcione rešetke. Primećuje se fazno pomeranje od $\pi/2$ izmedju interferencione šare i izgradjene difrakcione rešetke.

$$m = \frac{\vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2^* + \vec{A}_2 \cdot \vec{A}_1^*}{I_0} = 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_0} \cos(\Delta\phi), \quad (4.2.4)$$

gde zvezdica označava kompleksnu konjugaciju. Sa $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ je označena fazna razlika izmedju ovih talasa. $\vec{K}$ je talasni vektor difrakcione rešetke:

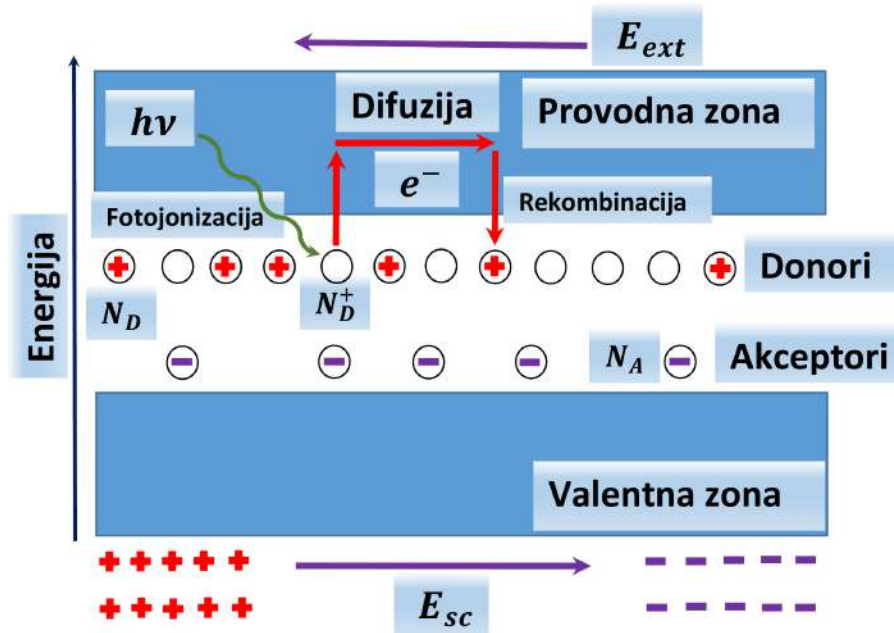
$$\vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1. \quad (4.2.5)$$

Na ovaj način se u kristalu formiraju tamne i svetle pruge (slika 4.1) [91, 92]. U osvetljenim regionima ($\cos(\vec{K} \cdot \vec{r}) \simeq 1$) je intenzitet $I(\vec{r})$ maksimalan i verovatnoća da dodje do fotojonizacije je veća. Tako nastali provodni elektroni će (usled difuzije ili drifta) dospeti u tamne delove kristala, gde mogu biti trajno zarobljeni od strane jonizovanih primesa u procesu rekombinacije. Na taj način dolazi do razdvajanja naelektrisanja, tako da tamni regioni postaju negativno naelektrisani a svetli regioni postaju pozitivno naelektrisani [95]. Proces razdvajanja naelektrisanja trajaće sve dok se ne uravnoteži difuzija elektrona i težnja novonastalog električnog polja intenzitet svetlosti u datoj tački prostora:

$$I = \langle |\vec{P}| \rangle_t = \frac{1}{\mu_0} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle_t = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \langle |\vec{E}|^2 \rangle_t$$

gde je $\vec{P}$ Pointingov vektor, ε je dielektrična propustljivost sredine a μ_0 je magnetna permeabilnost vakuumu.

da vrati elektrone nazad, tj. da ponovo uspostavi ravnomernu raspodelu naelektrisanja. Usled ovog razdvajanja naelektrisanja nastaje prostorno periodično električno polje koje je najjače u sredini izmedju tamnog i osvetljenog regiona, tj. pomeno je za $\pi/2$ u odnosu na prostornu raspodelu intenziteta svetlosti. Prostorno polje može dostići i vrednost od oko 10^4 V/cm , što dovodi do deformacije kristalne rešetke i usled toga do modifikacije indeksa prelamanja. Promena indeksa prelamanja je proporcionalna primenjenom električnom polju, pa je u ovom slučaju i indeks prelamanja n periodična funkcija pomena za $\pi/2$ u odnosu na prostornu raspodelu intenziteta svetlosti.



Slika 4.2: Model fotorefraktivnog efekta.

Vreme koje je potrebno svetlosti da izvrši preraspodelu naelektrisanja u kristalu zavisi od intenziteta osvetljenosti i od osobina samog kristala, tj. od brzine migracije naelektrisanja u kristalu. Pri osvetljavanju kristala slabim intenzitetima potrebno je duže vremena da se nagradi isto lokalno električno polje kao pri osvetljavanju jakim intenzitetima. Na primer, osvetljavanjem kristala neuniformnom svetlošću od oko 0.1 W/cm^2 potrebno je više minuta da se postigne nova ravnotežna raspodela naelektrisanja, dok u slučaju jakih intenziteta od oko 1 GW/cm^2 to vreme može biti manje od jedne nanosekunde.

4.3 Zonski model transporta naelektrisanja i anizotropna aproksimacija

Poreklo fotorefraktivnog efekta je šematski ilustrovano na slici 19. Tipično, kristali su dopirani akceptorima kao i donorima i to tako da su svi donori identični i imaju ista energijska stanja izmedju valentne i provodne zone. Osvetljavanje kristala svetlošću odgovarajuće talasne

dužine podiže elektrone ili šupljine sa donora ili zamki u provodnu zonu putem fotojonizacije. Naelektrisanja u provodnoj zoni se zatim kreću pod uticajem difuzije, driftuju u spoljašnjem primenjenom polju $E_0 = E_{ext}$ ili fotonaponskom efektu i konačno se rekombinuju sa praznim donorima ili zamkama. Ovaj proces rekombinacije stvara statičko polje prostornog naelektrisanja E_{sc} koje modulira indeks prelamanja putem linearnog elektrooptičkog efekta koji će biti opisan u sledećem odeljku.

U slučaju kada nema elektrona u provodnoj zoni (u mraku i pri dovoljno niskim temperaturama) broj jonizovanih donora (N_D^+) jednak je broju akceptora (N_A), kojih po pravilu u kristalu ima znatno manje od donora (N_D) i za koje se takodje pretpostavlja da su medjusobno identični. U ovom modelu akseptori ne utiču direktno na fotorefraktivni efekat, već samo čine sistem elektroneutralnim. Kada FR materijal izložimo laserskoj svetlosti, donor može biti jonizovan apsorpcijom fotona, čime jedan elektron prelazi u provodnu zonu a na tom mestu ostaje pozitivno naelektrisana šupljina. Ovaj elektron sada može da se kreće i može biti zarobljen od strane nekog drugog već jonizovanog donora ili akceptora. Broj prelazaka elektrona u provodnu zonu je proporcionalan primenjenoj optičkoj snazi (intenzitetu) i broju nejonizovanih donora. Ovako stvoreni slobodni nosioci naelektrisanja difunduju ili driftuju ka tamnijim oblastima, ostavljajući iza sebe nepokretna naelektrisanja suprotnog znaka. Tako dolazi do lokalne redistribucije naelektrisanja, što dovodi do pojave unutrašnjeg električnog polja, koje menja lokalni indeks prelamanja materijala preko elektrooptičkog (Pokelsovog ili Kerovog) efekta. Efekat se drugačije naziva i linearni ili kvadratni elektrooptički efekat, zato što je promena refraktivnog indeksa proporcionalna primenjenom električnom polju (slika 4.2). Po isključivanju svetlosti, prestaje proces fotogenerisanja naelektrisanja, i provodnost se vraća na svoju vrednost u mraku, jer dolazi do rekombinacije elektrona i šupljina. U stanju ravnoteže ovi procesi su izjednačeni, odnosno fotojonizacija je jednaka rekombinaciji, a nehomogena raspodela naelektrisanja u prostoru ostaje takva i posle uklanjanja izvora svetlosti. Na taj način se mogu čuvati informacije u FR sredinama. Materijal se vraća u prvobitno stanje (informacija je izbrisana) osvetljavanjem belom svetlošću uniformnog intenziteta, ili zagrevanjem. U FR materijalima, slike se upisuju i skladište na sličan način kao što se to radi kod holografskih sredina. Prednost nad standardnim holografskim metodama je u tome što se upisivanje i iščitavanje holograma kod FR materijala dešava u realnom vremenu.

Dominantni transport u SBN-u je drift, što dovodi do anizotropnog polja prostornog naelektrisanja, jer je kristal spolja polarizovan statičkim električnim poljem E_{ext} . U ovom odeljku, izvodimo izraz koji zavisi od intenziteta, za polje prostornog naelektrisanja. Poluprovodnici imaju energetski gep (zona ili oblast) reda veličine nekoliko elektron-volti. Pobudjivanje nosilaca naelektrisanja temperaturnim fluktuacijama je malo verovatna. Posebno kod fotorefraktivnih kristala, uglavnom fotojonizacija pobudjuje nosioce naelektrisanja iz valentne u provodnu zonu. Dopiranje (primesima) značajno menja elektronska svojstva ovih materijala i stvara donorske i akceptorske nivoe unutar energetskog gepa. Koncentracija donorskih i akceptorskih atoma nečistoća je tipično reda veličine $N_D \approx 10^{25}m^{-3}$ i $N_A \approx 10^{22}m^{-3}$ [96, 97]. Koristimo laser-

sku svetlost sa talasnom dužinom $\lambda_0 = 532nm$ i energijom $E_\lambda = h\nu = 2,33eV$, pogodnu za pobudjivanje nosilaca naelektrisanja sa donorskog nivoa do provodne zone u SBN dopiranom cerijumom. U nastavku ćemo razmotriti model zonskog transporta skiciran na slici 4.2 koji su razvili Kuhtarev i njegovi saradnici još davne 1979 godine [98]. Elektrone smatramo jedinim pokretnim nosiocima naelektrisanja i zanemarujemo koncentraciju šupljina dok položaje donora i akceptora držimo fiksiranim. Model zonskog transporta pretpostavlja da je nivo akceptora neosvetljenog kristala potpuno popunjen (u smislu popunjenosti atoma elektronima) i da potrebne elektrone obezbeđuje nivo donora, pa je koncentracija jonizovanih donora $N_D^+ = N_A$ [97, 98]. Upadna svetlost intenziteta I menja koncentraciju slobodnih nosilaca naelektrisanja N_e . Novopobudjeni nosioci naelektrisanja se pomeraју u provodnu zonu i ostavljaju pozitivno naelektrisana, nepokretna mesta. Brzina promene jonizovanih donora data je sa [88, 97, 99]:

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = [\beta_{th} + s(I + I_0)](N_D - N_D^+) - \gamma_R N_e N_D^+. \quad (4.3.6)$$

Ovde s je koeficijent fotojonizacije, γ_R koeficijent rekombinacije, β_{th} označava termičko pobudjivanje, a I_0 opisuje dodatno homogeno osvetljenje. Sva termička pobudjivanja kombinujemo u članu $\tilde{\beta}_{th} = \beta_{th} + sI_0$ i normalizujemo intenzitet I intenzitetom zasićenja (saturacije) I_{sat} .

$$\mathcal{I} = \frac{I}{I_{sat}} \quad sa \quad I_{sat} = \frac{\beta_{th}}{s} + I_0. \quad (4.3.7)$$

Tako jednačina (4.3.6) postaje:

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = \tilde{\beta}_{th}(1 + \mathcal{I})(N_D - N_D^+) - \gamma_R N_e N_D^+. \quad (4.3.8)$$

Elektroni u provodnoj zoni se preraspodeljuju prema tri različita transportna mehanizma: drift, difuzija i fotonaponski efekat⁴. Međutim, fotonaponski efekat u SBN:Ce je najmanje dva reda veličine manji od doprinosa difuzije i ovde se zanemaruje [96]. Pa tako rezultujuća struja $\vec{j}_{sc}$ je sada zbir drifta i difuzije:

$$\vec{j}_{sc} = \vec{j}_{drift} + \vec{j}_{diff} = e\mu_e N_e \vec{E}_{drift} + \mu_e k_B T \nabla N_e, \quad (4.3.9)$$

gde je $e = 1.602 \cdot 10^{-19}C$ elementarno naelektrisanje, μ_e mobilnost elektrona, k_B Bolcmanova konstanta i T apsolutna temperatura. Polje $\vec{E}_{drift}$ se sastoji od unutrašnjeg polja prostornog naelektrisanja $\vec{E}_{sc}$ koje se stvara kao rezultat nehomogenog osvetljenja i spoljašnjeg primenjenog homogenog električnog polja $\vec{E}_{ext}$. Da bismo dobili izraz za $\vec{E}_{sc}$, razmatramo ukupnu gustinu prostornog naelektrisanja $\rho_{sc} = e(N_D^+ - N_A^- - N_e)$, koja nastaje zbog upadnog intenziteta svetlosti I i povezana je sa $\vec{E}_{sc}$ preko Gausove teoreme, odnosno prve Maksvelove jednačine:

$$\nabla \cdot (\varepsilon_0 (\hat{I} + \hat{\chi}) \vec{E}_{sc}) = \rho_{sc} = e(N_D^+ - N_A^- - N_e). \quad (4.3.10)$$

⁴Odavde rezultujuća struja je data sa: $\vec{j} = \vec{j}_{drift} + \vec{j}_{diff} + \vec{j}_{pv} = e\mu_e N_e \vec{E}_{drift} + \mu_e k_B T \nabla N_e + \beta_{ph}(N_D - N_D^+) \vec{e}_c I$. Jačina fotonaponskog efekta data je fotonaponskim (tenzorom) koeficijentom β_{ph} koji ima svoju najveću komponentu duž pravca c -ose, dok se sve ostale komponente mogu zanemariti. Konačno, $\vec{e}_c$ nam daje pravac jedinačnog vektora duž c -ose.

Ovde je ε_0 dielektrična konstanta vakuuma, $\hat{I}$ jedinečni tenzor i $\hat{\chi}$ tenzor električne susceptibilnosti. Jednačina kontinuiteta $\frac{\partial \rho_{sc}}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{j}_{sc}$ opisuje dinamiku gustine prostornog naelektrisanja:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{sc} = \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot (\varepsilon_0 (\hat{I} + \hat{\chi}) \vec{E}_{sc}) = e \left(\frac{\partial N_D^+}{\partial t} - \frac{\partial N_A^-}{\partial t} - \frac{\partial N_e}{\partial t} \right) = -\nabla \cdot \vec{j}_{sc}. \quad (4.3.11)$$

Zozulja i Anderson su 1995 godine predložili da se gore navedeni skup diferencijalnih jednačina za potencijal čiji gradijent daje električno polje [115] reši u obliku:

$$\vec{E}_{drift} = -\nabla \phi \quad i \quad \vec{E}_{sc} = -\nabla \phi_{sc} \quad (4.3.12)$$

Primenom jednačina (4.3.9) i (4.3.11) dobijamo Puasonovu jednačinu [112]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{sc} = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot (\varepsilon_0 (\hat{I} + \hat{\chi}) \nabla \phi_{sc}) = -\nabla \cdot \vec{j}_{sc} = e \mu_e \nabla \cdot (N_e \nabla \phi) - \mu_e k_B T \nabla^2 N_e. \quad (4.3.13)$$

Razmatramo rešenja u stacionarnom stanju gde je $\nabla \cdot \vec{j}_{sc} = 0$ i dovodimo jednačinu (4.3.13) u jednostavnijoj formi:

$$\nabla \cdot (N_e \nabla \phi) - \frac{k_B T}{e} \nabla^2 N_e = 0. \quad (4.3.14)$$

Dalje, pretpostavljamo da je efektivno generisanje elektrona u ravnoteži gde je $\partial_t N_D^+ \approx 0$, pošto je generisanje i rekombinacija nosilaca naelektrisanja mnogo brže od procesa transporta u SBN [100]. Stoga, jednačina (4.3.8) daje gustinu elektrona:

$$N_e = \frac{\tilde{\beta}_{th}}{\gamma_R} (1 + \mathcal{I}) \left(\frac{N_D - N_D^+}{N_D^+} \right). \quad (4.3.15)$$

Kao što je već pomenuto, opravdano je pretpostaviti $N_D^+ \approx N_A^-$ [97, 98, 99, 100], stoga je jedina prostorno promenljiva varijabla u jednačini (4.3.15) raspodela intenziteta $\mathcal{I}$. Ubacivanjem (4.3.15) u (4.3.14) dobijamo:

$$\nabla \cdot ((1 + \mathcal{I}) \nabla \phi) = \frac{k_B T}{e} \nabla^2 (1 + \mathcal{I}). \quad (4.3.16)$$

Možemo zameniti $\phi = \phi_{sc} - x E_{ext}$, s obzirom da je ukupni potencijal superpozicija optički indukovano potencijala prostornog naelektrisanja ϕ_{sc} i potencijala spoljašnjeg polja $\phi = -x E_{ext}$ koji uzima u obzir polarizovani SBN kristal paralelan sa c -osom, naime x -osom sa poljem $\vec{E}_{ext} = -\nabla \phi_{sc} = E_{ext} \vec{e}_x$. Daljom aproksimacijom, uzimajući da prostorna raspodela intenziteta $\mathcal{I}$ varira sporo duž z propagacione ose i prelaskom na izvode u transverzalnoj ravni zamenom $\nabla \rightarrow \nabla_{\perp}$, dobijamo jednačinu:

$$\nabla_{\perp}^2 \phi_{sc} + \nabla_{\perp} \ln(1 + \mathcal{I}) \cdot \nabla_{\perp} \phi_{sc} = E_{ext} \frac{\partial}{\partial x} (1 + \mathcal{I}) + \frac{k_B T}{e} [\nabla_{\perp}^2 \ln(1 + \mathcal{I}) + (\nabla_{\perp} (1 + \mathcal{I}))^2]. \quad (4.3.17)$$

Zaključno, rešavanje jednačine (4.3.17) za ϕ_{sc} i izračunavanje E_{sc} omogućava dobijanje modulacija indeksa prelamanja preko jednačine (4.3.12). Ovaj odeljak je pokazao kako modulacije indeksa prelamanja u SBN mogu biti indukovane optički i otkrio je važne aspekte ove vrste

nelinearnosti. Zbog polarisanosti SBN kristala⁵ (koja proizilazi iz spolja primenjenog električnog polja), promene indeksa prelamanja su anizotropne i pretežno modulirane duž c -ose. Dalje, analitička rešenja jednačine (4.3.17) generalno ne postoje.

4.4 Linearni elektrooptički efekat

U elektrooptičkim kristalima, prisustvo jednosmernog električnog polja dovodi do promene dielektrične permeabilnosti ε ili ekvivalentno promene dimenzije i pravca optičkog indeksa. S ozirom da je u pitanju složena zavisnost indeksa prelamanja u različitim pravcima prostiranja svetlosti, imaćemo sledeću povezanost indeksa prelamanja sa kristalnim osama u 3D dekartovom koordinatnom sistemu. Ukoliko označimo sa n_x, n_y i n_z indekse prelamanja duž glavne ose kristala, onda 3D elipsoid

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (4.4.18)$$

daje povezanost ovih indeksa, odnosno omogućava dobijanje ukupnog indeksa prelamanja materijala. Tako kao primer imamo više slučaja. Ako je $n_x = n_y = n_z = n$ u pitanju je sfera, izotropni slučaj gde je indeks isti u svim pravcima. Ako je $n_x = n_y \neq n_z$ imamo jednoosni slučaj, odnosno sferoid. To daje slučaj kada su dve ose kristala jednake pa imamo tzv. ordinary n_o indeks prelamanja i jednoosne (jedna različita osa) kada dobijamo tzv. extraordinary n_e indeks prelamanja. Takav je slučaj kod kvarca i kalcita. Ako je $n_x \neq n_y \neq n_z$, onda imamo biaksijalni slučaj, kada se dobija troosni elipsoid, što je slučaj kod mnogo kristala u prirodi.

U fotorefraktivnim materijalima, ova promena linearno zavisi od jačine indukovanog polja prostornog naelektrisanja i stoga je opisana linearnim elektrooptičkim efektom (Pokelsov efekat). Matematički opis ovog efekta se tradicionalno daje [67, 102] kao promena tenzora $\hat{\eta}$ koji je inverzan tenzoru dielektrične permeabilnosti $\hat{\varepsilon}$:

$$(\Delta\hat{\eta})_{ij} = (\hat{\varepsilon}^{-1})_{ij} = \Delta\left(\frac{1}{\hat{n}^2}\right)_{ij} = \sum_{k=1}^3 r_{ijk} E_k + \sum_{k=1, l=1}^3 s_{ijkl} E_k E_l + \mathcal{O}[(\vec{E})^3]. \quad (4.4.19)$$

U ovoj notaciji konstante r_{ijk} su elementi linearnog elektrooptičkog tenzora $\hat{r} = \hat{r}_{SBN}$, a s_{ijkl} su elementi kvadratnog elektrooptičkog tenzora $\hat{s} = \hat{s}_{SBN}$ ⁶. Sa E_k i E_l predstavljene su k -ta i l -ta komponentu ukupnog električnog polja $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{sc}$ ⁷, kao zbir spoljašnjeg primenjenog polja $\vec{E}_0$ i polja prostornog naelektrisanja $\vec{E}_{sc}$ generisanog unutar kristala. Izrazom $\mathcal{O}[(\vec{E})^3]$ smo

⁵Ovde se koristi engleski izraz u literaturi: *biased SBN crystal* a to znači da se na SBN kristal spolja primenjuje električno polje $E_{ext} = E_0$, sa ciljem: kontrole indeksa prelamanja, pojačanje elektrooptičkih ili fotorefraktivnih efekata, narušenje simetrije između pravaca i mogućnost optičke modulacije, prebacivanjem odnosno upravljanjem snopom svetlosti.

⁶To je tenzor četvrtog reda i preko njega dolazi do pojave nelinearni tzv. Kerr-ov efekat.

⁷Ovde za koordinate ukupnog električnog polja koristimo notaciju: $(E_x, E_y, E_z)^T = E_{0x} + E_{scx}, E_{0y} + E_{scy}, E_{0z} + E_{scz})^T$. T koristimo kao oznaku za transponovanost, kada je u pitanju vektor kolona.

jasno stavili do znanja da komponente trećeg stepena ukupnog električnog polja $\vec{E}$ zanemaruje-
mo. Korišćenje indeksa i, j, k prati standardnu notaciju koja odgovara x, y, z koordinatnih osa
respektivno. U ovoj tezi koristi se kristal Stroncium Barium Niobat (SBN). U fotorefraktivnom
SBN kristalu, zbog njegovih svojstava, promene indeksa prelamanja se lokalno kontrolišu spolja-
šnjim električnim poljem, što omogućava realizaciju adaptivnih talasovoda i složenih fotonskih
struktura pomoću svetlosti. Stoga dielektrična permeabilnost $\hat{\epsilon}$ je simetrični tenzor drugog reda
(odnosno matrica 3x3):

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_0 \hat{n}^2 = \begin{bmatrix} (n_0^o)^2 & 0 & 0 \\ 0 & (n_0^o)^2 & 0 \\ 0 & 0 & (n_0^e)^2 \end{bmatrix}, \quad (4.4.20)$$

gde je $\Delta \hat{\eta} \hat{n}^2 = \hat{I}$, dok su n_0^o i n_0^e neperturbovani refraktivni indeksi tzv. ordinary i extraordinary
polarizacije, respektivno. Linearni elektrooptički tenzor $\hat{r}_{SBN}$ čije su komponente r_{ijk} , koji je još
poznat kao Pokelsov tenzor, je tenzor trećeg reda i stoga ima 27 komponenti. Zbog simetričnosti
tenzora dielektrične permeabilnosti $\hat{\epsilon}$ i tenzora $\hat{\eta}$, promenom mesta indeksa i i j , ne dobijamo
nove komponente tenzora trećeg reda već je: $r_{ijk} = r_{jik}$, pa se broj komponenti redukuje sa
27 na 18 nezavisnih. Na taj način možemo uvesti sledeću notaciju za komponente linearnog
elektrooptičkog tenzora:

$$r_{1k} = r_{11k}, \quad (4.4.21)$$

$$r_{2k} = r_{22k}, \quad (4.4.22)$$

$$r_{3k} = r_{33k}, \quad (4.4.23)$$

$$r_{4k} = r_{23k} = r_{32k}, \quad (4.4.24)$$

$$r_{5k} = r_{13k} = r_{31k}, \quad (4.4.25)$$

$$r_{6k} = r_{12k} = r_{21k}. \quad (4.4.26)$$

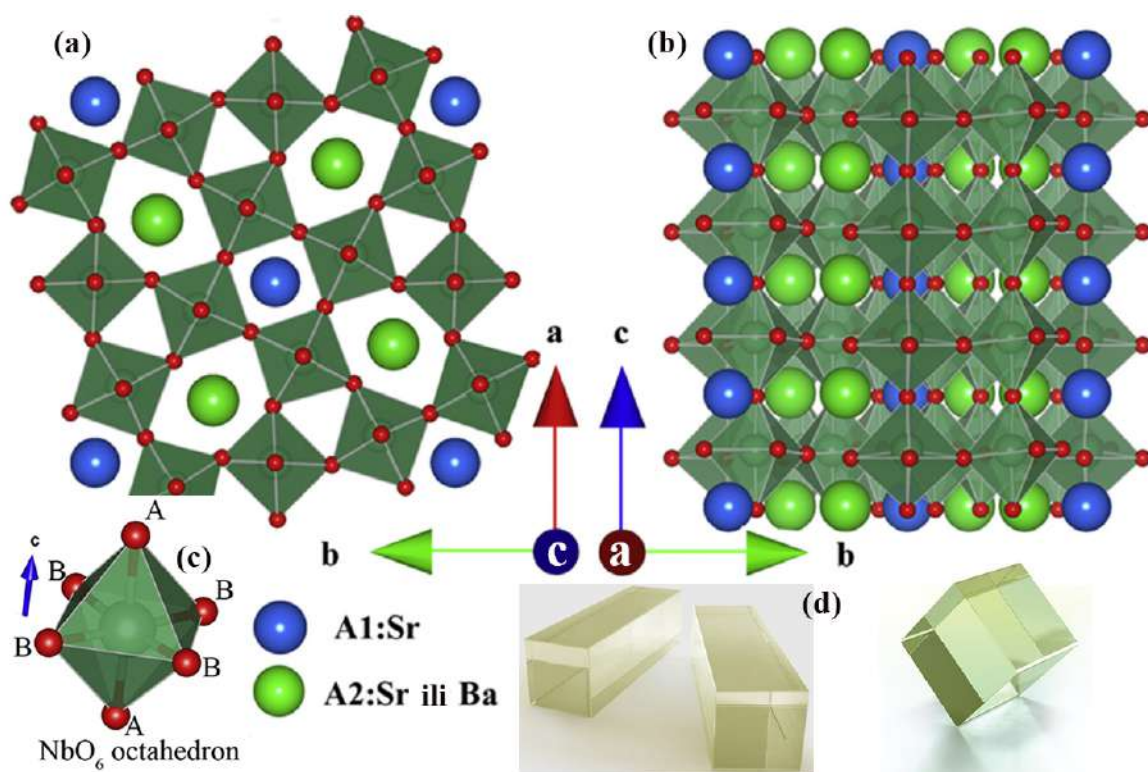
Neke od ovih komponenti su jednake nuli ili identične u mnogim fotorefraktivnim kristalima u
zavisnosti od simetrije kristala a SBN ima C_{4v} tačkastu grupu. Tačkaste grupe opisuju sime-
trijske koje ostavljaju jednu tačku fiksnom (nema translacija). SBN pripada porodici Tungsten-
bronzanih ferolektika i kristališe u tetragonalnoj strukturi. Tačkasta grupa simetrije C_{4v} koja
je u Hermann-Mauguin-ovoj notaciji poznata kao $4mm$ ima 8 elemenata. Dve rotacije za $\pm 90^\circ$
oko $c \equiv z$ glavne optičke ose kristala $C_4^\pm$, zatim C_2 rotacija za 180° . Postoje četiri vertikalne
ravni ogledanja i sve sadrže z -osu: $2\sigma_v$ xz i yz , kao i dve dijagonalne ravni između x i y osa od-
nosno $2\sigma_d$. Kao osmi element C_{4v} je identična transformacija E . Kao posledica ovakve simetrije
SBN kristala za optičku indikatrixu možemo pisati:

$$\frac{x^2 + y^2}{(n_0^o)^2} + \frac{z^2}{(n_0^e)^2} = 1, \quad (4.4.27)$$

gde su n_0^o i n_0^e ordinary (obični) i extraordinary (izuzetni) indeksi prelamanja, a glavna optička
osa kristala poklapa se sa z osom: $c \equiv z$.

4.5 Osobine fotorefraktivnog SBN kristala

U optici, različite fotonske rešetke su optički indukovane u fotorefraktivnim medijima i koriste se za dalja istraživanja prostiranja svetlosti. Kod fotorefraktivnog SBN kristala, zbog njegovih svojstava, promene indeksa prelamanja se lokalno kontrolišu spoljašnjim električnim poljem, što omogućava realizaciju adaptivnih talasovoda i složenih fotonskih struktura pomoću svetlosti.



Slika 4.3: Šema strukture SBN kristala. (a) Pogled odozgo prikazan je prema c osi kristala, (b) pogled duž a ose kristala (b). (c) Izdvojena struktura oktaedra $Nb - O$, sa atomima Kiseonika (male crvene sfere) i Niobata (tamnozeleno sfera u centru). Pravac glavne kristalne ose c (plava strelica). (d) Izgled realne slike SBN kristala sa jasno vidljivom transparentnošću.

SBN kristal ($Sb_xBa_{1-x}Nb_2O_6$, $0.25 \leq x \leq 0.75$) bez primesa, čist ili dopiran atomima Ce , Cr , Co ili Fe (Ceriuma, Hroma, Kobalta ili Gvoždja), je odličan optički i fotorefraktivni materijal koji se često koristi u elektrooptici, akustooptici ili fotorefraktivnoj nelinearnoj optici. Čist SBN kristali se koriste u optičkom skladištenju informacija i istraživanjima faznih prelaza relaksora. Megumi i ostali saradnici su prvi otkrili primetno poboljšanje fotorefraktivnih svojstava prilikom dopiranja SBN Cerijumom [103]. SBN kristal je dopiran dodavanjem različitih količina CeO_2 u rastop (rastopljeno stanje SBN-a). Današnja tehnika uzgoja odnosno rasta kristala (modifikovana Stepanova tehnika) [104], obezbeđuje kristale izvanrednog optičkog kvaliteta sa definisanim poprečnim presekom i linearnim dimenzijama do 100mm . Ova jedinstvena tehnika uzgoja kristala omogućava izradu visokokvalitetnog SBN kristala sa posebno velikim elektrooptičkim, termooptičkim, piroelektričnim i piezoelektričnim koeficijentima i odličnim optičkim

kvalitetom. Mogućnost indukovanja reverzibilne modulacije indeksa prelamanja nehomogenim osvetljenjem (fotorefraktivni efekat) je najvažnija karakteristika SBN kristala. Takav kristal poseduje ogromnu fleksibilnost, jer se upisane strukture mogu lako izbrisati homogenim osvetljenjem belom svetlošću.

SBN je dvolomni⁸, jednoosni i anizotropni materijal sa kristalografskom simetrijom od C_{4v} . Kao što se vidi na slici 4.3 kristal ima tetragonalnu tungsten-bronzanu strukturu koja daje kristalografski grupu simetrije C_{4v} . Na slici 4.3 (a) prikazan je pogled odozgo, prema c osi kristala, a na slici 4.3 (b) duž a ose kristala, gde se jasno vide druge dve ose, kao i 3D tetragonalne strukture. Raspored atoma (odnosno jona) jasan je iz same slike 4.3. Na slici 4.3 pod (c) izdvojena je struktura oktaedra $Nb - O$, koja čini kristalnu ramku. Između $Nb - O$ oktaedrima postoje dva tetragonalna mesta $A1$, koja mogu biti zauzeta samo jonima Sr^{2+} , i četiri petougona mesta $A2$ koja zauzimaju joni Sr^{2+} ili Ba^{2+} . Joni Sr^{2+} i Ba^{2+} nasumično zauzimaju pet mesta A (uključujući $A1$ i $A2$), što dovodi do visokog stepena neuredjenosti rešetke u SBN [105, 106, 108, 109, 110, 111]. Na slici 4.3 pod (d) imamo 3D strukture odnosno realan prikaz SBN kristala. Jasno je vidljiva transparentnost.

Za SBN kristal dominantan efekat koji dovodi do modulacije indeksa prelamanja je linearni elektrooptički efekat, gde je modulacija indeksa prelamanja povezana sa linearnim elektrooptičkim koeficijentima. Zbog simetrije tačkaste grupe C_{4v} , jedini neiščezavajući elektrooptički koeficijenti za SBN su: r_{13} , r_{33} i r_{42} gde posebno važi: $r_{13}, r_{42} \ll r_{33}$:

$$\hat{r}_{SBN} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{42} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (4.5.28)$$

tako jednačina (4.4.19) postaje:

$$(\Delta\hat{\eta}) = \Delta\left(\frac{1}{\hat{n}^2}\right) = \begin{bmatrix} r_{13}E_z & 0 & r_{42}E_x \\ 0 & r_{13}E_z & r_{42}E_y \\ r_{42}E_x & r_{42}E_y & r_{33}E_z \end{bmatrix}. \quad (4.5.29)$$

⁸Dvolomni je doslovan prevod engleske reči *birefringent* što znači da se jedan upadni svetlosni zrak u kristalu deli na dva zraka sa različitim brzinama i polarizacijama. A to znači da postoje dva indeksa prelamanja svetlosti za njega. To su običan (ordinary) ili o -zrak sa indeksom prelamanja n_o i izvanredan (extraordinary) ili e -zrak sa indeksom prelamanja n_e . Tako dvolomnost ili Birefringencija se definiše kao: $\Delta n = n_e - n_o \neq 0$. Za SBN je Δn često je veliko, što je vrlo važno za elektro-optiku. Ako je $n_e = n_o$ kristal ne bi bio dvoloman čak i ako je anizotropan u odnosu na druga svojstva, jer se anizotropija javlja kao zavisnost od pravca zbog kristalne simetrije C_{4v} .

U Dekartovom koordinatnom sistemu, promena indeksa prelamanja je data preko izraza: $\Delta\hat{n}^2 \approx -\hat{n}_0^2(\Delta\hat{n})\hat{n}_0^2$, [67, 88, 89, 99, 102, 112] pa se tako dobija:

$$\Delta\hat{n}^2 = - \begin{bmatrix} (n_0^o)^4 r_{13} E_z & 0 & (n_0^e)^2 (n_0^o)^2 r_{42} E_x \\ 0 & (n_0^o)^4 r_{13} E_z & (n_0^e)^2 (n_0^o)^2 r_{42} E_y \\ (n_0^e)^2 (n_0^o)^2 r_{42} E_x & (n_0^e)^2 (n_0^o)^2 r_{42} E_y & (n_0^e)^4 r_{33} E_z \end{bmatrix}. \quad (4.5.30)$$

Može se naći izraz za $\Delta\hat{n}$ koristeći aproksimaciju u izrazu $\hat{n}_0^2 + \Delta\hat{n}^2 = \hat{n}^2 = (\hat{n}_0 + \Delta\hat{n})^2 = \hat{n}_0^2 + 2\hat{n}_0\Delta\hat{n} + \mathcal{O}[(\Delta\hat{n})^2]$ zanemarivanjem kvadratnog člana $(\Delta\hat{n})^2$ promene indeksa prelamanja znajući da je $\Delta\hat{n} \ll \hat{n}_0$, dobijamo:

$$\Delta\hat{n} \approx -\frac{1}{2} \begin{bmatrix} (n_0^o)^3 r_{13} E_z & 0 & (n_0^e)^2 (n_0^o) r_{42} E_x \\ 0 & (n_0^o)^3 r_{13} E_z & (n_0^e)^2 (n_0^o) r_{42} E_y \\ (n_0^e)(n_0^o)^2 r_{42} E_x & (n_0^e)(n_0^o)^2 r_{42} E_y & (n_0^e)^3 r_{33} E_z \end{bmatrix}. \quad (4.5.31)$$

Za SBN kristal, optička c -osa se poklapa sa x -osom (slika 4.4), isti je smer primenjenog spolja električnog polja $\vec{E}_0 = \vec{E}_{ext} = E_{ext}\vec{e}_x$. SBN kristal pokazuje jaku polarizacionu anizotropiju, tako da je promena indeksa za svetlost koja je obično (ordinary) odnosno normalno na c -osu polarizovana (oscilujući duž y -ose, za šta je odgovoran r_{13} elektrooptički koeficient), mnogo manja nego za neobično (extraordinary) polarizovanu svetlost. Neobično polarizovana svetlost znači oscilovanje je duž x -ose (zelena sinusoida na slici 4.4), za šta je odgovoran r_{33} elektrooptički koeficient. Prema jednačini (4.3.14), dobijamo sledeće izraze za promenu indeksa prelamanja indukovano običnom i neobičnom svetlošću:

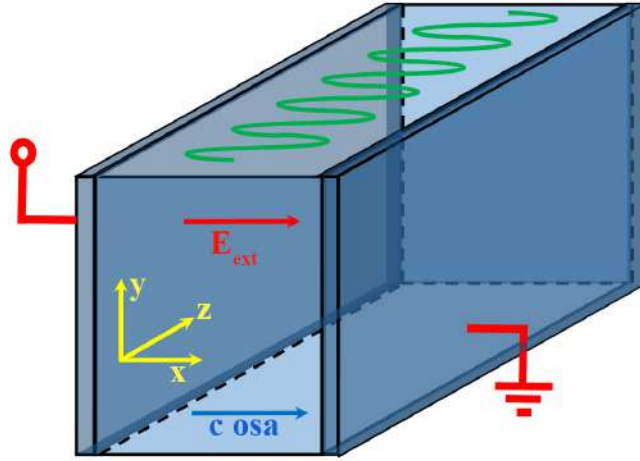
$$\Delta n^o \approx -\frac{1}{2}(n_0^o)^3 r_{13} E \quad \Delta n^e \approx -\frac{1}{2}(n_0^e)^3 r_{33} E \quad (4.5.32)$$

4.6 Pokelsov i Kerov efekat

Unutra idukovana ili spolja primenjena električna polja menjaju optičke osobine opisane dielektričnom propustljivošću $\hat{\epsilon}$, koja u opštem slučaju predstavlja tenzor drugog reda. Povezanost $\hat{\epsilon}$ sa vektorima $\vec{D}$, $\vec{E}$ i $\vec{P}$ videli smo u drugom poglavlju. Promena dielektrične propustljivosti $\Delta\hat{\epsilon}$ preko električnih polja, poznata još i kao elektrooptički efekat, može biti izražena kvantitativno u obliku razvoja u red analogno razvoju polarizacije:

$$(\Delta\hat{\epsilon})_{ij} = \chi_{ijk}^{(2)} E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_k E_l + \dots \quad (4.6.33)$$

Komponente tenzora $\chi_{ijk}^{(2)}$ i $\chi_{ijkl}^{(3)}$ su linearni i kvadratni elektrooptički koeficienti. Promene indeksa prelamanja koje potiču od prvog (linearnog) člana elektrooptičkog efekta poznate su kao



Slika 4.4: SBN ($Sb_{0.6}Ba_{0.4}Nb_2O_6$) kristal dopiran sa 0.002 % CeO_2 , sa tipičnim geometrijskim dimenzijama od $5 \times 5 \times 20 mm^3$ je korišćen u ovoj tezi za eksperimentalnu realizaciju isto kao i u numeričkim simulacijama. Takav kristal je okarakterisan sa neperturbovanim indeksima prelamanja $n_o^o = 2.325$ i $n_e^o = 2.358$ i odgovarajućih elektro-optičkih koeficienata $r_{13} = 47.1 pm/V$ i $r_{33} = 237.0 pm/V$ za tzv. ordinary i extraordinary polarizaciju, respekticno.

Pokelsov (Pockel) ili linearni elektrooptički efekat, a ukoliko je dominantan drugi član u razvoju onda imamo Kerov (Kerr) ili kvadratni elektrooptički efekat [87]. To znači da se promena indeksa prelamanja može izraziti kao:

$$\Delta n = \frac{1}{2n_0} \vec{p} \cdot \Delta \hat{\epsilon} \cdot \vec{p} = \sigma \frac{1}{2} n_0^3 r_{eff} E_{sc} \quad (4.6.34)$$

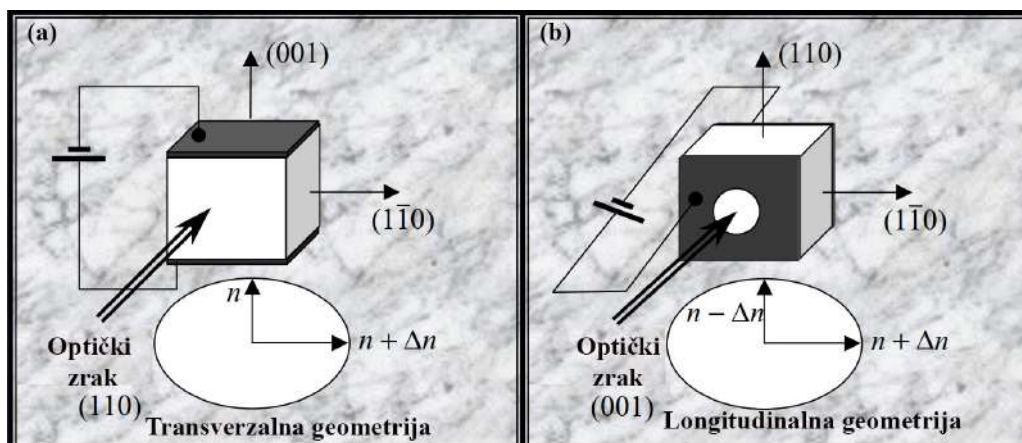
gde je n_0 indeks prelamanja sredine za dati talas u slučaju kada kristal nije osvetljen. Promena indeksa prelamanja može biti i pozitivna i negativna, što zavisi od smera spoljašnjeg električnog polja (u jednačini (4.6.34) je izražena preko vrednosti $\sigma = \pm 1$). Efektivni elektrooptički koeficijent r_{eff} dobija se iz skalarnog proizvoda dielektričnog tenzora sa jediničnim vektorom pravca polarizacije svetlosti $\vec{p}$ i uključuje relevantne komponente $\hat{\chi}_{NL}$ (tenzora nelinearne električne susceptibilnosti), koje zavise od simetrije kristala i ugla između polarizacije svetlosti i glavne ose kristala. U postavljanju eksperimenta se obično bira takva orijentacija kristala da se može dobiti najveći mogući elektrooptički koeficijent, kako bi se dostigao maksimalni nelinearni efekat u oblasti interakcije. Efektivni elektrooptički koeficijent r_{eff} i indeks prelamanja sredine n_0 su vremenski nezavisni.

Koristeći dobijene rezultate o indeksu prelamanja i relaciju $n = n_0 \pm \Delta n^9$, talasna jednačina u nelinearnoj sredini se može zapisati:

$$\Delta \vec{E} - \frac{\hat{n}^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (4.6.35)$$

gde je $n^2 = n_0^2 + \sigma n_0^4 r_{eff} E_{sc}$. Ovde smo uzeli u obzir da je $\Delta n \ll n_0$, iz čega sledi $n^2 - n_0^2 = 2n_0 \Delta n + (\Delta n)^2 \approx 2n_0 \Delta n$. Na slici 4.5 je prikazana različita geometrija (a-transverzalna i b-

⁹Promena indeksa prelamanja može biti uzeta u obliku: $n = n_0 + \Delta n$ ili $n = n_0 - \Delta n$, što zavisi od geometrije povezivanja, odnosno apliciranja spoljašnjeg električnog polja.



Slika 4.5: Različito povezivanje spoljašnjeg električnog polja na kristal. (a) Transverzalna geometrija, kada je pravac spoljašnjeg električnog polja normalan na pravac optičkog zraka i (b) longitudinalna geometrija kada se pravac spoljašnjeg električnog polja poklapa sa pravcem optičkog zraka.

longitudinalna) apliciranja spoljašnjeg električnog polja na kristal i uticaj ove geometrije na promenu indeksa prelamanja ($n = n_0 \pm \Delta n$).

Glava 5

Pregled i diskusija dobijenih rezultata

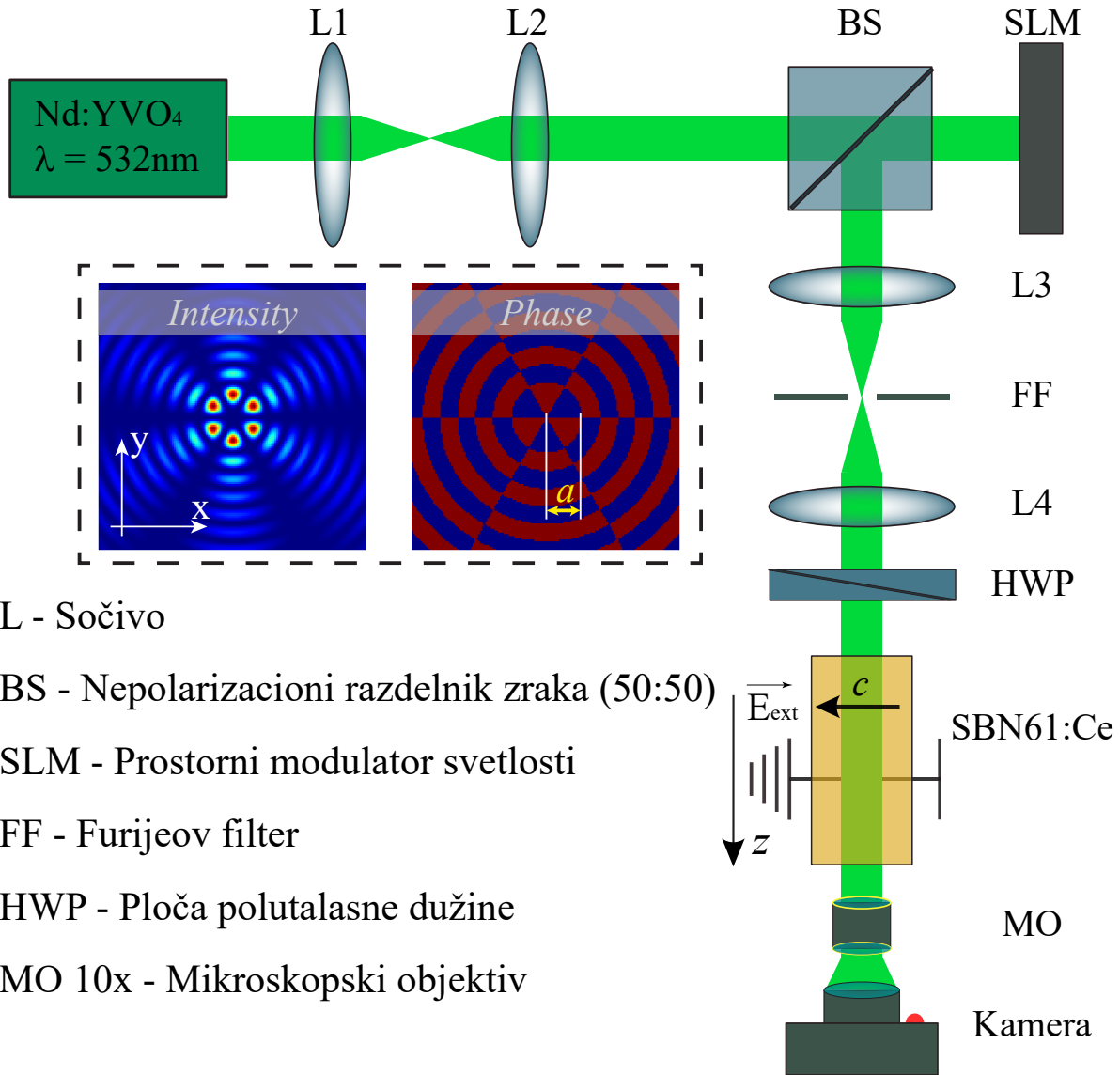
U okviru ove teze, biće ispitane karakteristike Beselovih zraka kao i mogućnost njihove fragmentacije u fotorefraktivnim materijalima. Izučavaće se i nelinearno prostiranje Beselovih zraka kako bi se ispitali i razumeli novi efekti prilikom interakcije sa materijom. Cilj je otkriti da li je moguće pocepati Beselove zrake na fragmente, da li je moguće kontrolisati njihov broj, veličinu i svojstva. Takodje bi se menjala snaga ovih zraka kako bi se ispitala mogućnost izučavanja efekata diskretne difrakcije, kao i eventualno pronalaženje nekih novih vrsti diskretnih ili zakarivljenih solitona. Ispitavana je i nelinearna propagacija združenih kao i perturbovanih Beselovih zraka u fotorefraktivnom materijalu. Istraženi su novi efekti, a pre svega mogućnost formiranja složenijih fotonskih rešetki kao i neke vrste zakrivljenih talasovoda. Za realizaciju ovog istraživanja uveden je teorijski model za opisivanje pomenutih problematika, pomoću koga se pronalaze numerička rešenja jednačina odgovarajućeg modela. Zatim se ispituje mogućnost za eksperimentalnu realizaciju efekata koji su dobijeni uz pomoć numeričkih simulacija.

U narednim poglavljima biće najpre objašnjen eksperimentalni metod, zatim teorijski i nakon toga dat je prikaz dobijenih rezultata.

5.1 Eksperimentalna postavka za izučavanje Beselovih zraka u nelinearnoj sredini

Fotonske rešetke mogu se kreirati modulacijom indeksa prelamanja kristala, što uključuje direktno lasersko upisivanje, optičku litografiju ili tehnike bušenja. Veoma praktična metoda je tehnika optičke indukcije u fotorefraktivnom materijalu koja proizvodi trajne, reverzibilne fotonske strukture predstavljene profilom intenziteta nedifrakcionog svetlosnog polja. Ima prednost u odnosu na druge tehnike jer je jednostavno moguće pisati i brisati strukture bez trajnog oštećenja kristala. Fotorefraktivni SBN kristal je pogodan materijal za optičko indukovanje fotonskih rešetki.

Osnovna koncepcija tehnike optičke indukcije u SBN kristalu je modulacija indeksa prelamanja spoljašnjim osvetljenjem (fotorefraktivni efekat). Prema preračunatoj modulaciji osvetljenja, dobijaju se različite modulacije indeksa prelamanja. Ova tehnika je korišćena za generisanje periodičnih rešetki [53], slučajnih rešetki [114], aperiodičnih rešetki [115, 116] ili dielektričnih struktura veštački dizajniranom modulacijom indeksa prelamanja, tj. helikoidno uvijenih fotonskih rešetki [25].



Slika 5.1: Eksperimentalna postavka za ispitivanje nelinearnog prostiranja fragmentisanih Beselovih snopova. Umetak prikazuje intenzitet i fazu na ulaznoj površini kristala.

Za eksperimentalno istraživanje nelinearnog prostiranja fragmentisanih Beselovih zraka, koristi se eksperimentalna postavka prikazana na slici 5.1. Kao izvor svetlosti koristi se $Nd : YVO_4$ (Neodimijumom dopirani Itrijum ortovanadiumom) laser sa udvostručenom frekvencijom koji kontinuirano emituje svetlost talasne dužine $\lambda = 532\text{nm}$. Laserski snop se proširuje i kolimira da bi osvetlio prostorni modulator svetlosti (SLM) ravnim talasom. SLM (Holoeye Pluto VIS) je samo fazni modulator koji ima ekran pune HD rezolucije od $1920 \times 1080 \text{ px}^2$, sa veličinom

piksela $8 \times 8 \mu m^2$ i dimenzijama $11,25 \times 8,64 mm^2$, kreiran od tečnog kristala na silicijumu. Pomoću SLM-a, reflektovano svetlosno polje se moduliše i po amplitudi i po fazi [117]. Različita paraksijalna skalarna svetlosna polja se koriste za modulaciju indeksa prelamanja adresiranjem unapred izračunatog holograma na SLM koji sadrži informacije o kompleksnom svetlosnom polju kodiranom dodatnom svetlosnom rešetkom. Linearno polarizovan zrak, je raširen i kolimiran preko teleskopa (L_1 - L_2), kako bi se formirao ravan talas koji pada na prostorni modulator svetlosti (SLM), pa samim tim ostvaruje se prilagodjeno kompleksno svetlosno polje [117, 118]. Puna rezolucija u HD HOLOEYE - PLUTO - 2.1 LCOS SLM-a, sa razmakom između piksela od $8 \mu m$, modulira i amplitudu i fazu reflektovanog svetlosnog polja (primer intenziteta i faze može se videti na slici 5.1) prikazivanjem unapred izračunatog holograma modulisanog Beselovog zraka (strukturiranog snopa), prekrivenog difrakcionom (faznom) rešetkom¹ [36]. Drugim teleskopom (L_3 - L_4) podešava se zrak do prikladne veličine i osvetljava se SBN61:Ce kristal. Furijev transform (Furijev filter-FF) zraka postavljen je u fokus sočiva L_3 , gde Furijev filter vrši filtriranje propusnog opsega. Ploča polutalasne dužine poravnava linearnu polarizaciju zraka sa optičkom osom kristala, pojačavajući nelinearni optički odziv kao rezultat većeg elektrooptičkog koeficijenta. Izvanredno (extraordinarily) polarizovani strukturirani zrak se širi kroz spolja polarizovan kristal SBN61:Ce (dimenzija $5 \times 5 \times 20 mm^3$, dopiran sa 0.002% Ceriumdioksidom CeO_2 za bolje izražavanje njegovih optičkih efekata) sa spoljašnjim električnim poljem (E_{ext}) primenjenim duž optičke ose $c = y$, normalno na pravac širenja (z -osa). Promenljiva snaga snopa P podešava jačinu nelinearnosti, što odgovara intenzitetu I u numeričkim simulacijama. Zadnja strana fotorefraktivnog kristala se snima mikroskopskim objektivom na kameru. Transverzalne raspodele intenziteta na izlaznoj površini kristala su snimljene pomoću sistema za snimanje (10x mikroskopski objektiv + kamera (THORLABS CS126CU)) i upoređene su sa numeričkim rezultatima. Sistem za snimanje je pokretan u z -pravcu. Neobično (ili extraordinarily) polarizovana svetlost linearno polarizovana u y -pravcu, pri tome koristeći se elektrooptičkim koeficijentom r_{33} SBN kristala, kontroliše se nelinearni odziv SBN kristala. Zbog toga se neobično polarizovani snop koristi za eksperimentalno ispitivanje nelinearnog prostiranja Beselovih zraka u SBN kristalu. Tipično, jačina električnog polja je $E_{ext} \approx 2 kV/cm$. Ovom preraspodelom naelektrisanja se postižu izražene modulacije indeksa prelamanja reda veličine $\Delta n_{max} = 10^{-4}$. Pošto je indeks prelamanja materijala prostorno modulisan, raspodela svetlosti unutar SBN kristala ne može se snimiti iz eksperimentalne realizacije. Numeričke simulacije se koriste za predviđanje eksperimentalne realizacije. Kada se eksperimentalni i numerički rezultati dobro slažu, numeričke simulacije se koriste za prikaz raspodele svetlosti unutar kristala.

¹„Prekriveno difrakcionom rešetkom“ (engleski: *overlaid with a blaze grating*) znači da je površina prekrivena, oblikovana ili strukturirana posebnom vrstom difrakcione rešetke, tj. onom sa uglovima fragmenata dizajniranim da efikasno usmeravaju svetlost u željenu talasnu dužinu ili pravac. A blaze grating je poseban tip difrakcione rešetke, gde su fragmenti pod uglom ili asimetrično oblikovani, kao nesimetrični trouglovi oblika testera. Ovaj oblik je pažljivo izabran kako bi se većina svetlosti usmerila u određeni difrakcioni redosled, što je čini mnogo efikasnijom za taj određeni pravac ili opseg talasnih dužina.

5.2 Teoriski model za opisivanje prostiranja Beselovih zraka u fotorefraktivnoj sredini

Širenje svetlosti u fotorefraktivnim sredinama izaziva promenu indeksa prelamanja, pa prema tome indeks prelamanja $n^2(I) = n_0^2 + \Delta n^2(I)$ je podeljen na dva dela: deo bez svetlosti n_0^2 (indeks prelamanja kristala) i deo sa promenom indeksa prelamanja Δn indukovanom svetlošću. Kroz ovu tezu, prostiranje svetlosnog polja je u z -pravcu, ispitivano linearno polarizovanom svetlošću, dakle, električno polje je određeno preko:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = U(\vec{r})e^{(k_z \cdot z - \omega \cdot t)}, \quad (5.2.1)$$

sa longitudinalnim talasnim vektorom $k_z = n_0 k_0$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$ i $\vec{r} = (x, y, z)$. U standardnoj paraksijalnoj aproksimaciji, envelope talasa se sporo menja u z -pravcu, za razliku od brzo oscilujućeg dela talasa u z -pravcu, $|\partial_z^2 U| \ll |k_z \partial_z U|$, pa je značaj paraksijalne aproksimacije u tome što omogućava da se dvostruki parcijalni z -izvod envelope može zanemariti $|\partial_z^2 U| \approx 0$. Zamenom sada jednačine (5.2.1) u (2.2.17) uzimajući u obzir pri tome i jednačinu (2.1.11) za polarizaciju sa članovima viših redova, odnosno već pomenute jednačine (4.6.33) i (4.6.34), primenom sada paraksijalne aproksimacije, dobijamo dvodimenzionalnu **nelinearnu paraksijalnu Šredingerovu propagacionu jednačinu**:

$$i \frac{\partial}{\partial z} U(\vec{r}) + \frac{1}{2k_z} \nabla_{\perp}^2 U(\vec{r}) + \frac{k_z}{2n_0^2} \Delta n^2(I) U(\vec{r}) = 0, \quad (5.2.2)$$

sa $\nabla_{\perp}^2 = \left(\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} \right)$. Nelinearna Šredingerova jednačina (NŠJ) (5.2.2) opisuje paraksijalno prostiranje svetlosnih talasa ($k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2 \ll k_z^2$) i uključuje nelinearni odziv sredine. Svetlost propagira u z -pravcu, linearno polarizovana, paralelno sa optičkom c -osom kristala, sa sporo promenljivom talasnom obvojnicom $U(r)$ u z -pravcu na skali mnogo većoj od talasne dužine $\lambda = \frac{2\pi}{k}$. Sa NŠJ mogu se opisati linearni i nelinearni fenomeni prostiranja svetlosti u fotorefraktivnim sredinama. U fotorefraktivnom materijalu, glavni efekat modulacije indeksa prelamanja je već pomenuti linearni elektrooptički efekat u kombinaciji sa mehanizmima prenosa naelektrisanja i zahteva spoljašnjeg električnog polja. Prisustvo jednosmernog polja dovodi do promene dielektrične permitivnosti, stoga se svetlošću indukovana promena indeksa prelamanja Δn menja u zavisnosti od elektrooptičkih koeficijenata r_{ijk} i električnog polja E (jednačine (4.6.33) i (4.6.34)). Dešavanja unutar kristala su već bila opisana modelom fotorefraktivnog efekta. Na kretanje elektrona u zoni provodljivosti utiču različiti procesi: drift usled električnog polja E i difuzija, sa konstantom difuzije $D = \frac{k_b T}{e}$ gde je T apsolutna temperatura, k_b Bolcmanova konstanta, a e elementarno naelektrisanje elektrona. Stoga je ključno znati kako izgleda polje prostornog naelektrisanja generisano upadnom svetlošću. Kada se spoljašnje električno polje primeni u jednoj transverzalnoj dimenziji, moraju se koristiti različita anizotropna svojstva polarizovanih fotorefraktivnih kristala. Za anizotropni model, opšta jednačina potencijala je već bila zadata sa (4.3.17). U 2D slučaju, jednačina potencijala nema analitičko rešenje, stoga se mora rešavati numerički. Nakon toga, rezultujući potencijal može se koristiti za izračunavanje

ukupnog električnog polja i modulacije indeksa prelamanja u zavisnosti od početne raspodele intenziteta. Efekat difuzije u ovoj tezi će biti zanemaren, $D = 0$, a iz toga dobija se jednostavnija forma jednačine (4.3.17):

$$\nabla_{\perp}^2 \phi_{sc} + \nabla_{\perp} \ln(1 + I) \cdot \nabla_{\perp} \phi_{sc} = E_{ext} \frac{\partial}{\partial y} (1 + I), \quad (5.2.3)$$

a polje prostornog naelektrisanja će biti izraženo preko svog elektrostatičkog potencijala $E_{sc} = \partial_y \phi_{sc}$. Tako za ukupno električno polje imamo $E(I) = E_{ext} + E_{sc}(I)$ polje koje se stvara unutar fotorefraktivnog kristala. Ono je suma od spoljašnjeg polja prednapona $E_{ext} = 2000 \frac{V}{cm}$, primenjenog u smeru sa optičkom osom $c = y$ (normalno na z osu), da bi se indukovao fotorefraktivni efekat u kristalu i unutrašnjeg električnog polja prostornog naelektrisanja $E_{sc}(I)$, indukovano ulaznim intenzitetom svetlosti $I = |U(\vec{r})|^2$. Potencijalna jednačina nosi sve informacije o fotorefraktivnoj nelinearnosti, tj. zavisnost $E_{sc}(I)$. Fotorefraktivna nelinearnost je zasićena zbog ograničenog prostornog polja naelektrisanja E_{sc} sa primenjenim spoljašnjim poljem E_{ext} . Takodje, ona je nelokalna, a promena indeksa prelamanja zavisi u svakoj tački od raspodele intenziteta u celoj transverznoj ravni. Samofokusirajuća nelinearnost je određena sa $E_{ext} > 0$, odnosno $\sigma = +1$ u jednačini (4.6.34), za razliku od defokusirajuće nelinearnosti gde je $E_{ext} < 0$ odnosno $\sigma = -1$ u jednačini (4.6.34). Linearni i nelinearni efekti prostiranja svetlosti u fotorefraktivnom SBN kristalu u ovoj tezi objašnjeni su osnovnim modelom prostiranja koji uključuje spojene jednačinu propagacije (5.2.2) i potencijalnu jednačinu (5.2.3).

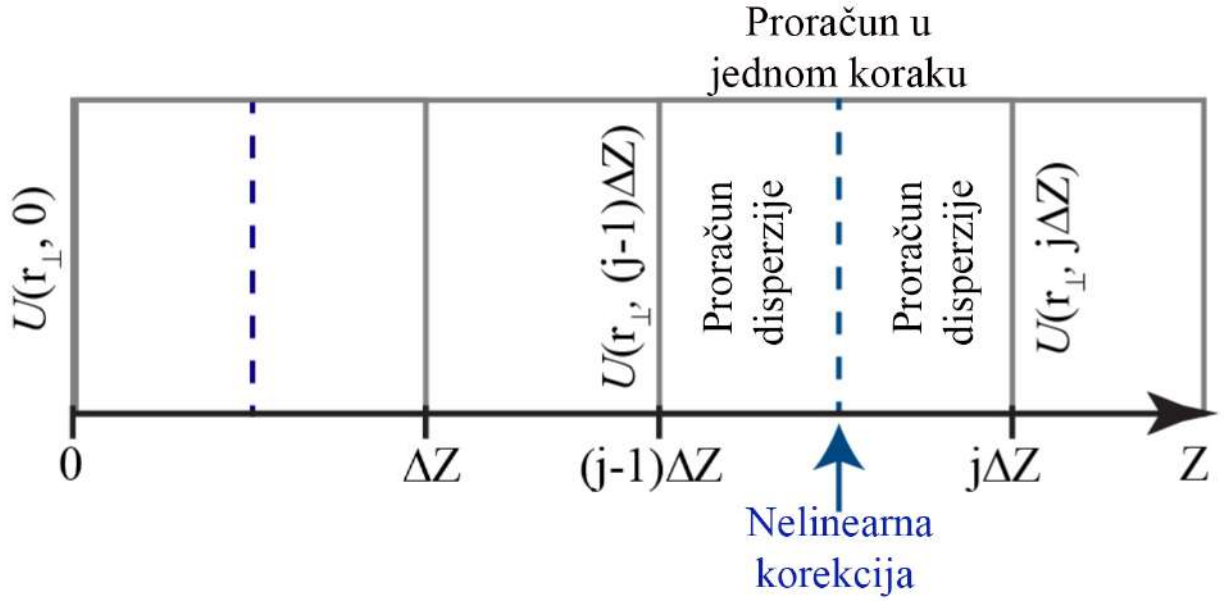
5.2.1 Numerički metod za rešavanje propagacione i potencijalne jednačine

U nekim slučajevima, dvodimenzionalna nelinearna paraksijalna Šredingerova jednačina može da se rešiti analitički, ali prema zahtevima ove teze, sveobuhvatni numerički model mora biti implementiran da bi se rešila ova jednačina i modeliralo prostiranje svetlosti u nelinearnim sredinama. Jedna od metoda za numeričko rešavanje propagacije jednačine (5.2.2) i potencijalne jednačine (5.2.3) je simetrizovana metoda prostiranja sa razdvojenim (podeljenim) korakom [134]. Najpre ćemo skaliranjem koordinata preći iz realni u računarski (bezdimenzioni) prostor: $X = \frac{x}{x_0}$, $Y = \frac{y}{x_0}$, $Z = \frac{z}{k_z x_0^2}$ i $\Phi_{sc} = \frac{\phi_{sc}}{x_0 E_{ext}}$, gde je x_0 transverzalni scaling faktor. Tako propagaciona i potencijalna jednačina postaju:

$$i \frac{\partial}{\partial Z} U + \frac{1}{2k_z} [\nabla_{\perp}^2 + V(I)] U = 0, \quad (5.2.4)$$

$$\nabla_{\perp}^2 \Phi_{sc} + \nabla_{\perp} \ln(1 + I) \cdot \nabla_{\perp} \Phi_{sc} = E_{ext} \frac{\partial}{\partial y} (1 + I), \quad (5.2.5)$$

gde su $\nabla_{\perp}^2 = \left(\frac{\partial}{\partial X^2} + \frac{\partial}{\partial Y^2} \right)$ i optički indukovani potencijal $V(I) = \frac{k_z^2 x_0^2}{n_0^2} \Delta n^2(I) = -k_z^2 (n_0^{e,o})^4 r_{ij} E_{sc}$ u nelinearnom fotorefraktivnom kristalu, a $n_0^{e,o}$ je neobičan (extraordinary) i običan (ordinary) indeks prelamanja sa odgovarajućim linearnim elektrooptičkim koeficientima r_{33} odnosno r_{13} .



Slika 5.2: Šema za računanje jednog koraka u propagaciji simetrizovanog Furijeovog metoda podeljenog koraka.

Za numeričke simulacije u ovoj tezi koristio sam nelinearni potencijal koji je dat izrazom:

$V(I) = -k_z^2 n_e^2 r_{33} E(I)$, gde su $n_e = 2.35$ i $r_{33} = 267 \frac{\text{pm}}{\text{V}}$ izvanredni (extraordinary) indeks prelamanja i odgovarajući elektrooptički koeficijent kristala SBN61:Ce za izvanredno (extraordinary) polarizovanu svetlost.

Simetrizovani metod podeljenog koraka ili simetrizovana Furijeova metoda podeljenog koraka je jedna od tehnika za numeričko rešavanje NŠJ i potencijalne jednačine. Simetrizovani metod se pokazao kao prilično brz i pouzdan metod, pogodan za probleme u okviru ove teze. Bezdimezionalna NŠJ (5.2.4) je napisana u dva dela koji se odnose na disperziju i nelinearnost. Da bismo koristili simetrizovani metod podeljenog koraka za rešavanje NŠJ, disperzioni i nelinearni član su razdvojeni za malu vrednost propagacionog rastojanja ΔZ . Operatori disperzije $\hat{D}$ i nelinearnosti $\hat{N}$ su napisani tako da odgovaraju disperzionim i nelinearnim članovima u jednačini. NŠJ u operatorskom obliku je data sa:

$$\frac{\partial U(r_{\perp}, Z)}{\partial Z} = i(\hat{D} + \hat{N})U(r_{\perp}, Z), \quad (5.2.6)$$

sa operatorom disperzije $\hat{D} = \frac{1}{k_z} \nabla_{\perp}^2$ i nelinearnim operatorom $\hat{N} = V(I)$. Cela dužina propagacije je podeljena na male prostorne korake, sa veličinom koraka ΔZ . Da bi se izbegle greške, potreban je pravilan izbor veličine koraka i optimalan računski prozor u transverzalnoj ravni (X, Y) . Propagacija u jednom koraku, od Z do $Z + \Delta Z$, računa se u naizmeničnim koracima u kojima se uzima u obzir efekat difrakcije pa nelinearni efekat. Formalno rešenje jednačine (5.2.6) za propagaciju od Z do $Z + \Delta Z$ je dato sa:

$$U(r_{\perp}, Z + \Delta Z) = e^{\Delta Z(\hat{D} + \hat{N})} U(r_{\perp}, Z), \quad (5.2.7)$$

gde $r_{\perp} = (X, Y)$ zamenjuje transverzalne koordinate. Numerički model je izveden primenom Bejker-Hausdorfove (Baker-Hausdorff) formule za nekomutativne operatore $\hat{D}$ i $\hat{N}$ [119]. Prvo se računa difrakcioni efekat za polovinu koraka $\frac{Z}{2}$, zatim se izračunava efekat nelinearnosti na sredini koraka za ceo korak, a na kraju se izračunava difrakcioni efekat za još $\frac{Z}{2}$. Difrakcija se dobija korišćenjem pseudospektralne metode, koja uključuje brzu Furijeovu transformaciju (*Fast Fourier Transform* FFT) a nelinearni efekat se zanemaruje. FFT envelope na rastojanju propagacije Z olakšava izračunavanje diferencijalnog operatora pomoću $\nabla_{\perp}^2 = -(k_x^2 + k_y^2)$. Inverzna Furijeova transformacija tada daje envelopu difraktovanog polja na rastojanju propagacije $Z + \Delta Z$.

Nelinearna korekcija zavisi od raspodele intenziteta upadnog zračenja. Da bi se implementirala nelinearna korekcija preko celog koraka ΔZ , prvo se izračunava jednačina potencijala u koraku preko propagacije iterativnim postupkom, kako bi se utvrdila zavisnost potencijala od početnog intenziteta, a zatim se propagacija svetlosnog polja izračunava za ceo korak, uključujući potencijal. Izračunavanje jednog koraka propagacije može se sumirati kao što je prikazano šematski na slici 5.1. Da bi se izračunalo propagiranje, koriste se četiri Furijeove transformacije u jednom koraku preko simetrizovane metode podeljenog koraka:

$$U(r_{\perp}, j\Delta Z) = \mathcal{F}^{-1}[e^{(\frac{\Delta Z}{2}\hat{D}(i\omega))} \mathcal{F}[e^{\int_z^{z+\Delta z} \hat{N}(z')dz'} \mathcal{F}^{-1}[e^{(\frac{\Delta Z}{2}\hat{D}(i\omega))} \mathcal{F}[U(r_{\perp}, (j-1)\Delta Z)]]]]]. \quad (5.2.8)$$

Nelinearna paraksijalna i potencijalna jednačina su spregnute u problemima obuhvaćenim ovom tezom. Potencijalna jednačina pruža informacije o fotorefraktivnoj nelinearnosti tokom propagacije, određenoj početnom raspodelom intenziteta, $E_{sc}(I)$. Za numeričku simulaciju takvog modela jednačina, primenjuje se iterativni postupak izračunavanja. U svakom koraku iteracije, primenjuje se simetrizovani metod sa određenom modulacijom indeksa prelamanja i raspodelom svetlosnog polja na početnoj poziciji. Dakle, ovo je problem početnih vrednosti, što ga čini računski ovom metodom veoma efikasnim.

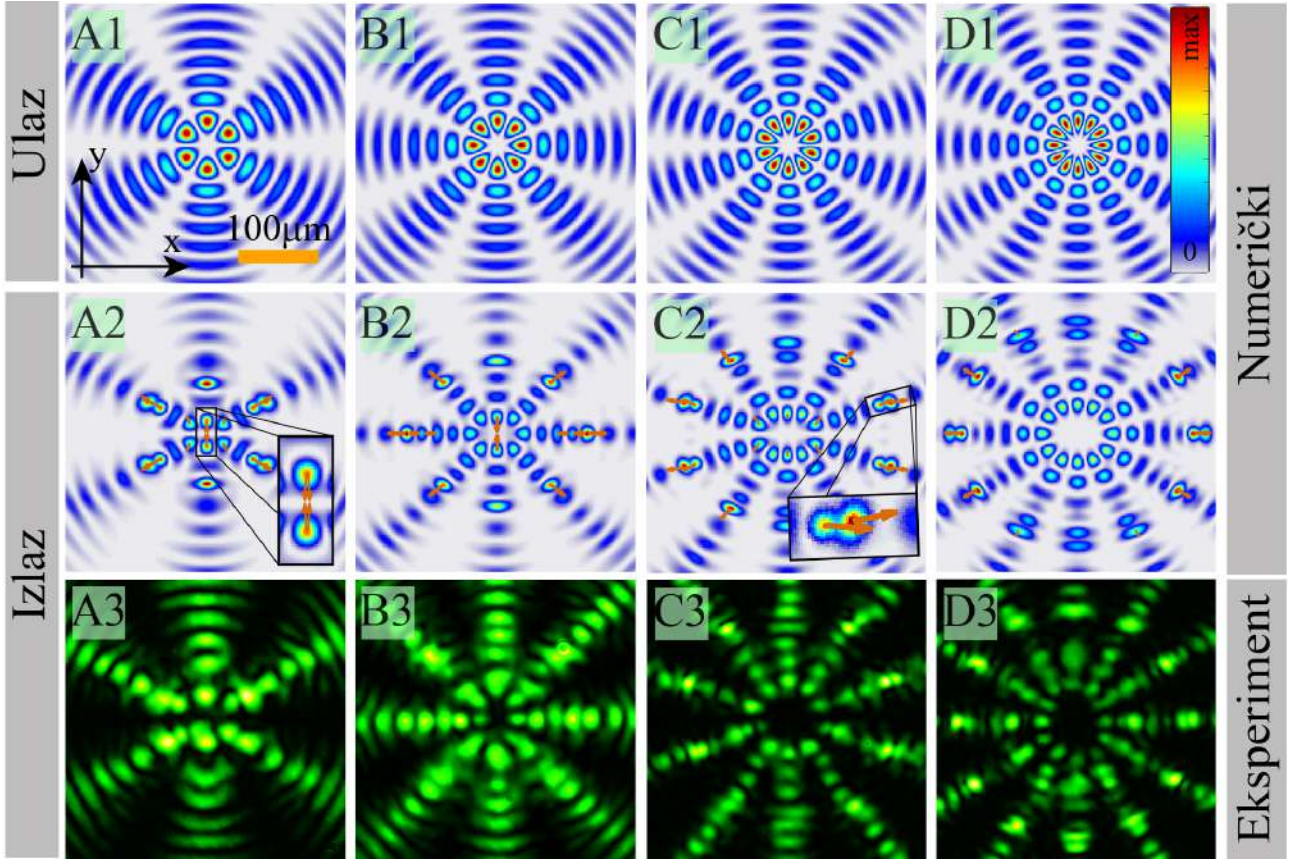
5.3 Čeono pobudjivanje kosih solitona pomoću fragmentisanih Beselovih zraka

U ovoj tezi, izučavano je nelinearno prostiranje fragmentisanih Beselovih snopova u fotorefraktivnim sredinama. Demonstrirano je formiranje kosih solitona bez kosog upada zraka i bez prethodno kreirane fotonske rešetke. Na taj način je proširen koncept generisanja kosih diskretnih solitona. Razjašnjavanje mehanizma pobudjivanja nelinearnih kosih solitona, njihove veze sa linearnim modovima i rezidualne rešetke omogućava da se predvide početne strukture potrebne za generisanje solitona sa određenim brojevima i svojstvima. Ovo razumevanje omogućava da se predloži novi pristup za projektovanje početnih struktura, koristeći kontrolisanu fragmentaciju snopa azimutalno i fazno modulisanih Beselovih snopova, sa ciljem generisanja kosih solitona. Istražuje se ponašanje različitih fragmentisanih Beselovih snopova tokom prostiranja u različitim nelinearnim režimima. Sa porastom nelinearnosti, nedifrakciona priroda fragmentisanih Beselovih snopova se narušava tokom prostiranja kroz kristal i formiraju se kosi diskretni solitoni. Za razliku od periodičnih talasovoda, gde su slične pojave primećene [29], pokazano je da se ovi kosi diskretni solitoni mogu pobuditi pri normalnom upadu i bez prethodno upisanih talasovoda, što nastaje usled aperiodičnih modulacija indeksa prelamanja. Dobijeni rezultati sugerišu da su odgovarajuća nelinearnost i lokalizovano odstupanje simetrije odgovorni za generisanje kosih diskretnih solitona. Razjašnjavanjem mehanizma pobude nelinearnih kosih solitona i njihove veze sa linearnim modovima, pokazano je da slične efekte ima i u drugim geometrijama sa različitim dimenzijama vodećih struktura, uzimajući u obzir samo aperiodične diskretne strukture koje podržavaju linearne modove. Osobine kosih diskretnih solitona su veoma osetljive i mogu se efikasno podesiti podešavanjem redosleda, razmere, faze i ulazne snage Beselovog snopa. Ovi efekti su eksperimentalno demonstrirani u jednoprolaznoj konfiguraciji korišćenjem optičke indukcije u fotorefraktivnom kristalu. Numeričke simulacije koje predviđaju više parova kosih diskretnih solitona dobro se slažu sa njihovom eksperimentalnom realizacijom. Posmatraju se efekti duž različitih radijalnih pravaca, koji se razlikuju usled anizotropije kristala. Dostupnost finog podešavanja ovih solitona otvara nove mogućnosti za naprednu kontrolu svetlosti u nelinearnim medijima i ima značajan potencijal za primene u optičkom inženjerstvu, komunikacijama i obradi informacija [130].

5.3.1 Samoindukovani parovi kosih solitona

Numeričko modeliranje nelinearne propagacije strukturirane svetlosti u fotorefraktivnom dvolumnom² kristalu Stroncijum-Barijum-Niobata (SBN61:Ce) dopiranog Cerijumom, ostvaruje se rešavanjem nelinearne Šredingerove jednačine (5.2.4) zajedno sa potencijalnom jedna-

²Dvolomnost je prevod engleske reči *birefringent*, što je svojstvo za materijal koji razdvaja snop svetlosti na dva zraka, kada svetlost prolazi kroz njega. Ova dva zraka putuju različitim brzinama i polarizovana su pod pravim uglom jedan u odnosu na drugi.



Slika 5.3: Samoindukovani kosi diskretni solitoni. Raspodela intenziteta fragmentisanih Besselovih zraka na ulazu (prvi red) i nakon propagacije kroz kristal dužine $z = 20\text{mm}$ sa odgovarajućim transverzalnim Poinťingovim vektorima označenim narandžastim strelicama (drugi red), dobijeno numerički. Treći red: eksperimentalno snimljena raspodela intenziteta na izlaznoj površini kristala. Parametri su: (A) $p = 3$, ulazni intenzitet zraka $I_0 = 0.3$, ulazna snaga zraka $P = (16.3 \pm 0.49)\mu W$, (B) $p = 4$, ulazni intenzitet zraka $I_0 = 0.4$, ulazna snaga zraka $P = (14.4 \pm 0.44)\mu W$, (C) $p = 5$, ulazni intenzitet zraka $I_0 = 0.5$, ulazna snaga zraka $P = (15.7 \pm 0.47)\mu W$, (D) $p = 6$, ulazni intenzitet zraka $I_0 = 0.5$, ulazna snaga zraka $P = (16.0 \pm 0.48)\mu W$. Vrednost drugih parametara je $m = 3$ i $a = 45\mu m$.

činom (5.2.5), koristeći spektralni metod podeljenog koraka [116, 130]. Kristal SBN61:Ce daje jaku nelinearnost pri relativno niskim nivoima snage. Nelinearna interakcija svetlosti i materije se izračunava pretpostavkom svetlošću indukovane modulacije indeksa prelamanja, kao što je prikazano u [98]. Modulacija indeksa prelamanja zavisna od intenziteta, nelokalna, zasićena i anizotropna [100] se dobija kroz polje prostornog naelektrisanja $E_{sc} = \partial_y \phi_{sc}$, gde je ϕ_{sc} elektrostatički potencijal, dobijen numeričkim rešavanjem jednačine (5.2.5) anizotropnog potencijala. Intenzitet $I = |U(\vec{r})|^2$ dobija se rešavanjem jednačine (5.2.5) i dalje se koristi u računanje polja prostornog naelektrisanja $E_{sc} = \partial_y \phi_{sc}$ rešavanjem anizotropne jednačine (5.2.5), dobijeni rezultat ponovo se vraća u jednačinu (5.2.4). Postupak je iterativan u toku propagacije duž z ose, a metod je poznat kao simetrizovani Furićev metod podeljenog koraka.

U ovoj tezi strukturirano svetlosno polje (5.2.1) je definisano kao suma moduliranih Beselovih snopova $U_{m,p,a}$ reda m dato jednačinom:

$$U_{m,p,a}(x, y) = J_m(k_{\perp}\rho)e^{ip\varphi}, \quad (5.3.9)$$

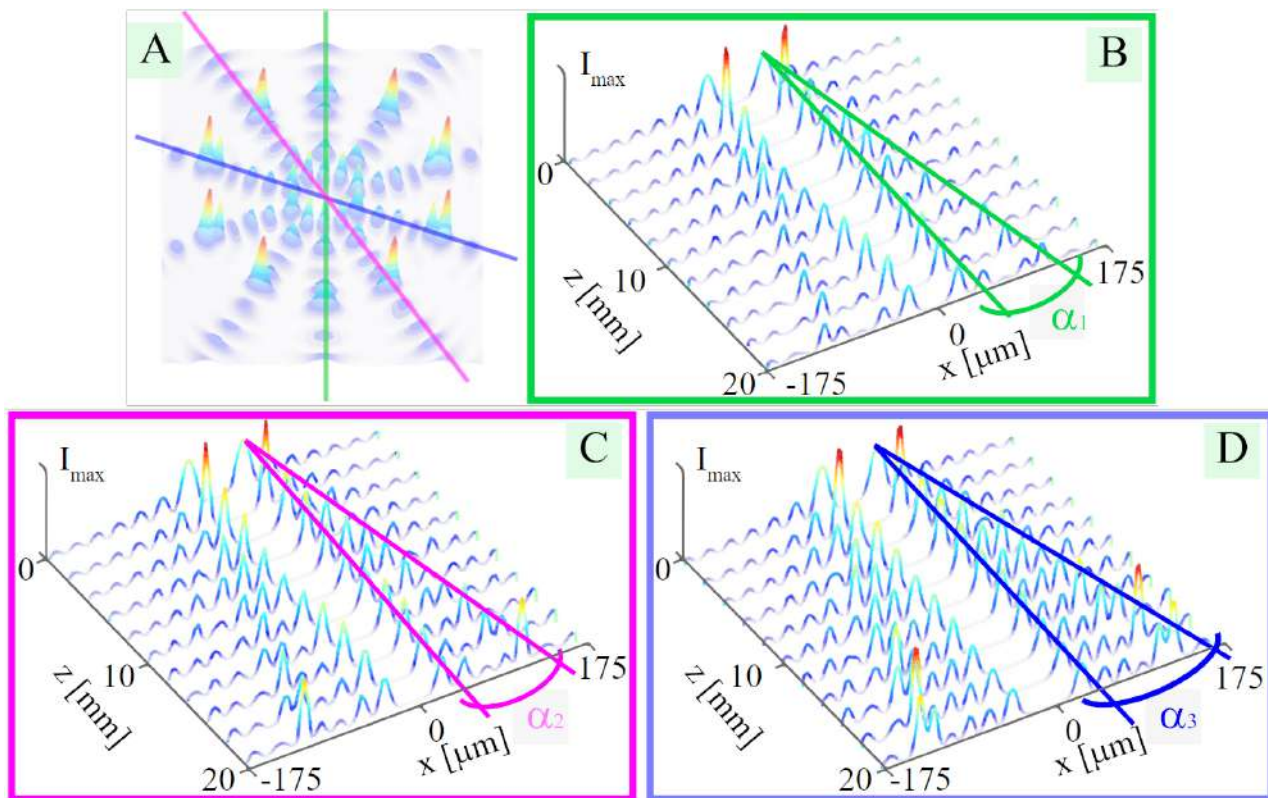
gde je J_m Jinkova odnosno Beselova funkcija prve vrste reda m , p označava modulaciju, a $k_{\perp} = \frac{2\pi}{a}$ je transverzalni talasni vektor (talasni broj) definisan skalom zraka a (pogledati na slici 5.1) koji kontroliše prostornu veličinu snopa i utiče na veličinu njegove Furijeove transformacije. Cilindrične (radijalno rastojanje ρ i polarni (ugao azimuta) φ) i Dekartove (kartezijske) koordinate su povezane preko relacija $x = \rho\cos(\varphi)$ i $y = \rho\sin(\varphi)$.

Najpre je predstavljanjen pristup za dobijanje diskretnih struktura sa kontrolisanim brojem fragmenata. Beselovi snopovi se modulišu tako da amplituda snopa odgovara prvoj vrsti Beselove funkcije reda m , dok je faza nezavisno definisana kroz parametar p kao što je prikazano u jednačini (5.2.6). Superponiranjem dva modulirana Beselova snopa istog reda m , ali sa suprotnim modulacijama $p_2 = -p_1$ i $A = U_{m,p_1,a} + U_{m,-p_1,a}$, dobija se pojednostavljeni izraz za paraksijalnu raspodelu svetlosnog polja u transverzalnoj ravni:

$$A(x, y) = 2J_m(k_{\perp}\rho) \cos(p\varphi). \quad (5.3.10)$$

Za razliku od pojedinačnih Beselovih snopova, koji formiraju kontinuirane koncentrične prstenove, rezultujuća fragmentisana struktura A je podeljena na diskretne fragmente (ulazna struktura sa fazom se može videti na slici 5.1 za $p = 3$). Ovaj pristup omogućava preciznu kontrolu nad brojem fragmenata, $f = |p_1| + |p_2|$, u svakom koncentričnom prstenu. Superpozicijom dva suprotno modulirana Beselova snopa i promenom parametra p , sistematski se oblikuje prostorna struktura i kontroliše njena fragmentacija. U nastavku takve strukture biće nazvane **fragmentisanim Beselovim zracima**. Povećanjem parametra p proizvode se više fragmenata uz istovremeno smanjenje njihove pojedinačne veličine. Analitički se potvrđuje da ovi fragmentisani Beselovi zraci ostaju nedifraktivni u linearnom režimu.

Nakon toga je proučavano nelinearno prostiranje fragmentisanih Beselovih snopova sa različitim brojem fragmenata. Za nisku nelinearnost (nizak intenzitet, odnosno snaga P), snop održava svoju nedifrakcionu prirodu duž dužine kristala SBN61:Ce (kako numerički tako i eksperimentalno). Međutim, sa povećanjem nelinearnosti, stabilnost je narušena i snopovi gube svoja nedifrakciona svojstva. Slika 5.3 sumira nelinearno prostiranje fragmentisanih Beselovih snopova sa povećanim brojem fragmenata u svakom koncentričnom krugu. Sa većom nelinearnošću, uočava se radijalno širenje najjaćih fragmenata od centra u svim radijalnim pravcima, duž propagacije. U odredjenom nelinearnom režimu, kosi diskretni solitoni se dobijaju duž pravca propagacije. Broj kosih solitona je proporcionalan broju fragmenata (duž kruga) fragmentisanih Beselovih snopova. Ugao kosine posmatranih solitona povećava se sa brojem fragmenata. Za svaki primer, postoje parovi solitona sa istim uglovima kosine odvojenih solitona: uglovi kosine su različiti za različite radijalne pravce, zbog kristalne anizotropije.

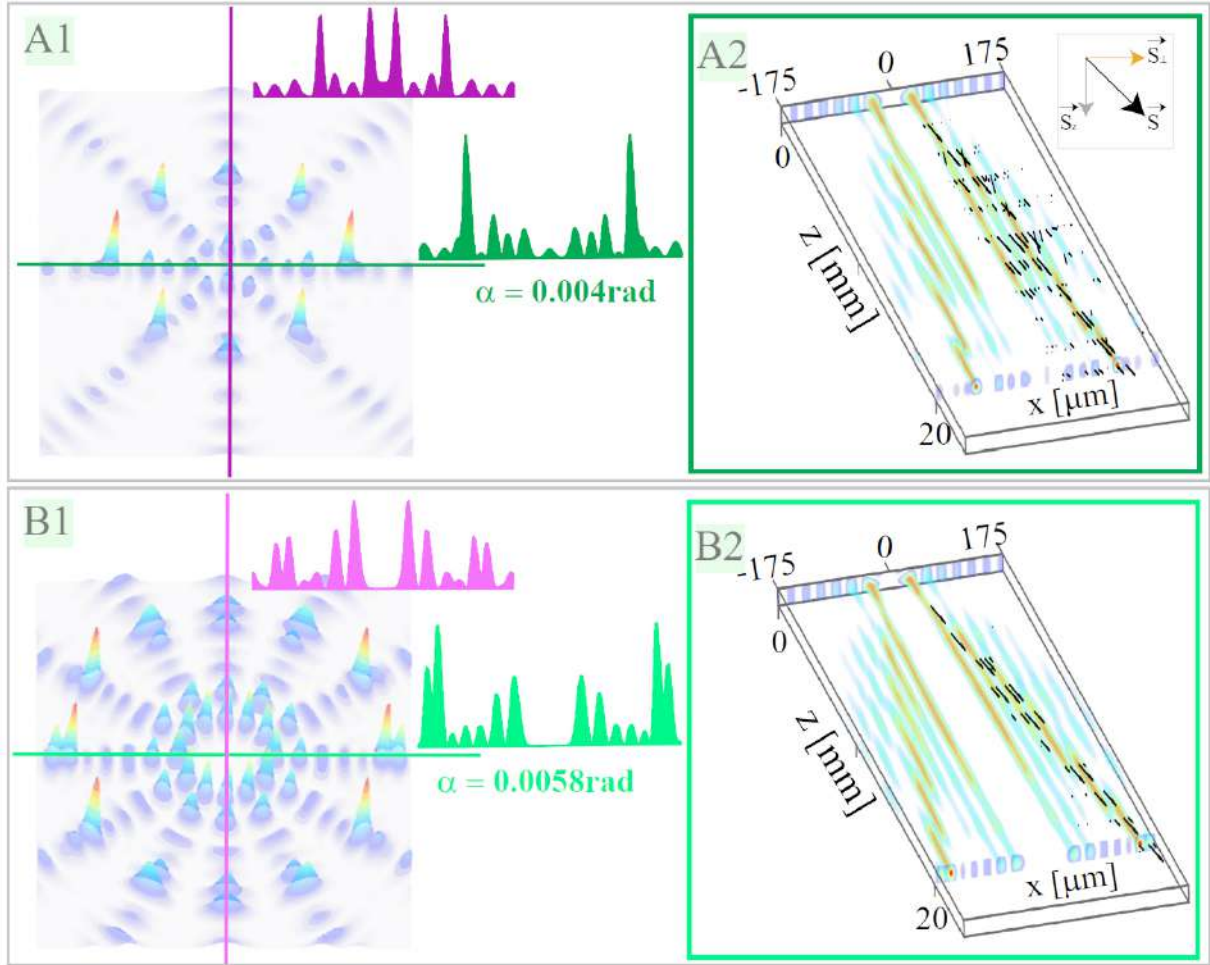


Slika 5.4: Parovi kosih solitona duž različitih pravaca. Projekcije raspodela intenziteta fragmentisanog Beselovog zraka duž prostiranja za različite pravce (A) označene trime linijama: (B) zelena, (C) roze, i (D) plava, sa odgovarajućim uglovima kosine solitona $\alpha_1 = 0,0042rad$, $\alpha_2 = 0,0044rad$, $\alpha_3 = 0,0052rad$ respektivno. Ostali parametri su kao na slici 5.2(C).

Izučavan je uticaj kristalne anizotropije na diskretne parove kosih solitona duž različitih pravaca (sa različitim uglovima u odnosu na optičku osu). Slika 5.4 prikazuje primer sa slike 5.3(C). Tri glavne projekcije duž reprezentativnih pravaca su predstavljene kao raspodele intenziteta duž propagacije (slika 5.4 (B), (C) i (D)). Ugao između parova kosih solitona je najmanji duž optičke ose i povećava se sa ugaonim odstupanjem od ove ose.

Takodje, je ispitivano kako kristalna anizotropija utiče na formiranje diskretnih nagnutih solitona upoređujući različite konfiguracije fragmentisanih Beselovih snopova. Slika 5.5 prikazuje rezultate za dva slučaja: Beselovi zraci fragmentisani na 8 i 12 delova duž svakog kruga. Bez obzira na broj fragmenata, ugao kosih solitona je veći u pravcu normalnom na optičku osu. Medjutim, broj fragmenata takodje utiče na ugao kosine. Promene u modulaciji snopa utiču i na broj fragmenata i na njihovu orijentaciju u odnosu na optičku osu, čime se omogućava precizna kontrola ugla kosine solitona u različitim pravcima.

Formiranje kosih diskretnih solitona tokom nelinearnog prostiranja nedifrakcionog snopa motivisalo me je da razmotrim njihov mehanizam pobudjivanja i istražim njihovu vezu sa linearnim pobudjivanjem modova u unapred upisanim potencijalima indeksa prelamanja. Linearni modovi povezani sa kosim snopovima deluju kao optičke zamke koje vode svetlost duž njihovog



Slika 5.5: Kosi solitoni dobijeni od različitih fragmentisanih Beselovih zraka. Poredjenje parova solitona duž y -ose (optička osa) i x -ose: (A) $p = 4$, (B) $p = 6$. (A2), (B2) Odgovarajući parovi kosih solitona u pravcu x ose, duž propagacije. Crne strelice na slikama (A2) i (B2) označavaju smer protoka energije (tj. Pointingov vektor) duž pravca propagacije (isto važi i za soliton iskošen ulevo). Ostali parametri su: $m = 3$, $a = 45\mu\text{m}$ i $I_0 = 0.5$

pravca prostiranja i suzbijaju difrakciju, čime se stvaraju povoljni uslovi za formiranje solitona. Kada se svetlost normalno usmeri na permanentnu periodičnu rešetku, samo ograničen deo optičke energije se spaja u dominantne linearne modove. U numeričkim simulacijama, kada je periodičnost spolja poremećena, ova ravnoteža je poremećena, omogućavajući nelinearnoj svetlosti da se kolektivno savija. U slučaju fragmentisanih Beselovih zraka, ukupna periodičnost raspodele talasovoda ostaje očuvana, dok je dubina modulacije indeksa prelamanja narušena, kao posledica fazne modulacije. Ako modulacija ostane dovoljno plitka, niz talasovoda može i dalje podržavati linearni mod, ali to ne sprečava savijanje snopa pod nelinearnim uslovima. Ovo nelinearno savijanje omogućava da se svetlost usmeri u samoindukovanu nelinearnu zamku. Štaviše, analiza pokazuje da se vodeći potencijali mogu spontano pojaviti tokom nelinearnog formiranja kosih solitona.

5.3.2 Nelinearno prostiranje moduliranih Beselovih zraka

Da bi se dodatno kontrolisalo nelinearno prostiranje fragmentiranih Beselovih zraka, primenjena je dodatna modulacija na takve zrake preko relacije:

$$A = 2J_m(k_\perp \rho) \cos(p\varphi) e^{i\theta}, \quad (5.3.11)$$

gde $\theta = \eta \cos(M\varphi)$ rezultira slabom faznom modulacijom kontrolisanom parametrima η i M . Slika 5.6 prikazuje raspodelu intenziteta nelinearnog prostiranja dva modulirana fragmentirana Beselova zraka nakon $z = 20mm$. Svaka raspodela intenziteta duž šiljka (maksimuma) pokazuje različitu modulaciju, što postaje očigledno kada se uporedi sa odgovarajućim nemoduliranim fragmentiranim Beselovim zracima (slike 5.3(C) i 5.3(D)).

Sa dodatnom modulacijom, oscilacije se takodje primećuju duž rastojanja propagacije (mnogo jasnije se vidi na filmovima iz simulacija, kao dodatnim informacijama). Uticaj kristalne anizotropije proizvodi sličan efekat na strukturu snopa. Centralni delovi posmatranih struktura imaju različite raspodele, u zavisnosti od toga da li postoji privlačenje ili odbijanje odgovarajućih fragmenata zbog različitih faznih modulacija.

5.3.3 Protok energije tokom prostiranja moduliranih Beselovih zraka

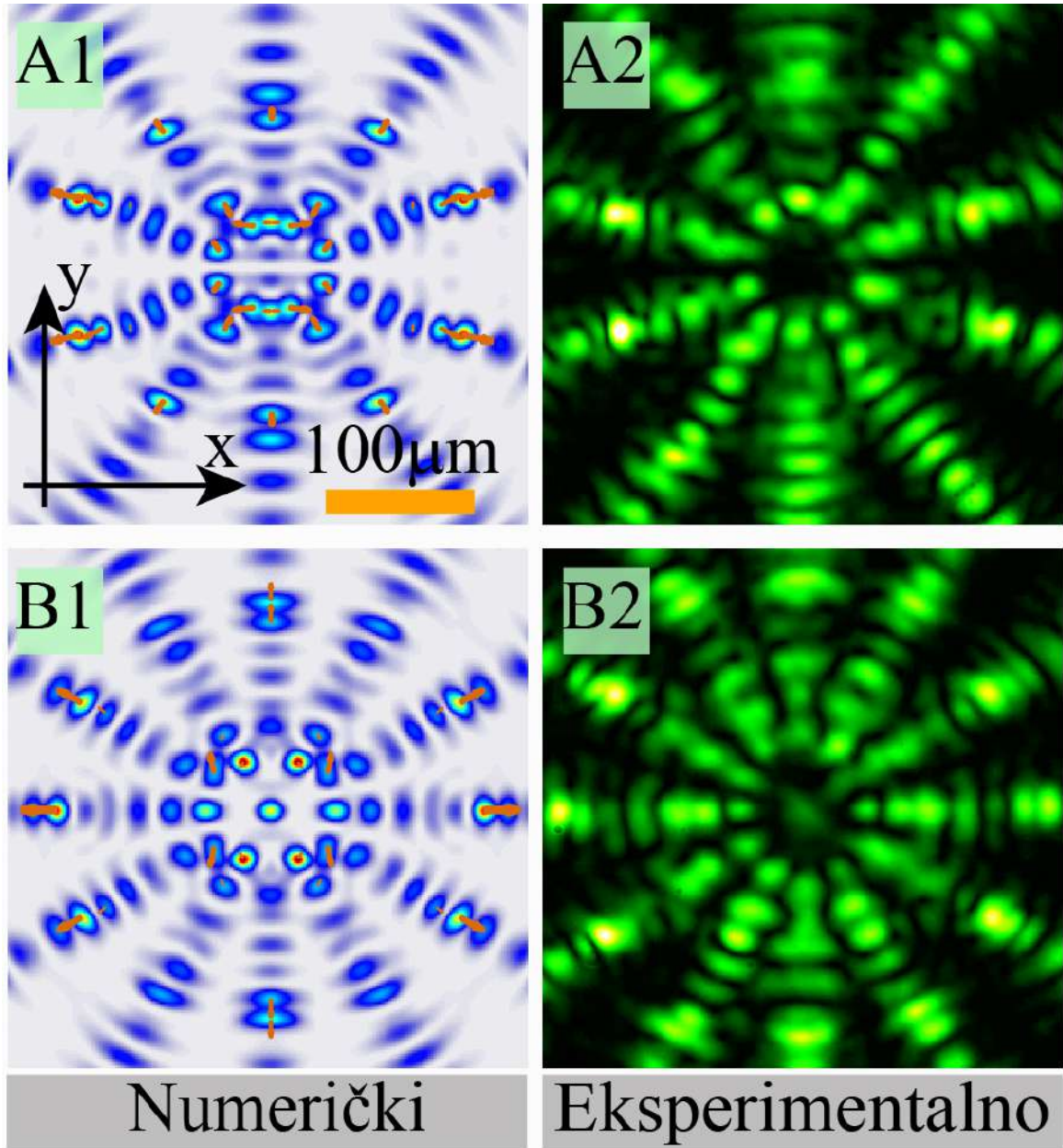
Da bi se kvantitativno opisao tok energije fragmentiranih Beselovih zraka, izračunat je transverzalni i longitudinalni Pointingov vektor. Za monohromatsko, linearno polarizovano i paraksijalno optičko polje sa anvelopom $A(\vec{r})$, transverzalna komponenta vremenski usrednjenog Pointingovog vektora data je sa [116]:

$$\langle \mathbf{S}_\perp \rangle = \frac{i\varepsilon_0 \omega}{2} (A \nabla_\perp A^* - A^* \nabla_\perp A), \quad (5.3.12)$$

gde je ε_0 permeabilnost vakuuma, $\omega = \frac{c}{k}$ je ugaona frekvencija, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ je talasni broj. Jednačina (5.2.9) pruža uvid u prostornu raspodelu transverzalnog toka energije u strukturiranim svetlosnim poljima, posebno u fragmentiranim Beselovim snopovima, gde fazni diskontinuiteti i nelinearna evolucija dovode do netrivialnog dinamičkog ponašanja. Longitudinalna komponenta Pointingovog vektora, koja odgovara toku energije u smeru prostiranja (z -osa), često se aproksimira pod paraksijalnom pretpostavkom sa:

$$S_z \approx \frac{1}{2} \varepsilon_0 c |A|^2, \quad (5.3.13)$$

gde je $|A|^2$ lokalna raspodela intenziteta polja. Na početnoj ravni ($z = 0mm$), fragmentirani Beselovi zraci pokazuju raspodele polja realne vrednosti i stoga ne nose orbitalni ugaoni (angularni) moment (OAM), zbog simetrične interferencije suprotno naelektrisanih komponenti ugaonog momenta. U nelinearnim medijima kao što su fotorefraktivni kristali, transverzalni tok energije



Slika 5.6: Samoindukovani diskretni solitoni dobijeni modulisanim fragmentisanim Beselovim zracima. Raspodele intenziteta nakon propagacije dužine od $z = 20\text{mm}$ dobijene numerički sa odgovarajućim transverzalnim Pointingovim vektorima označenim narandžastim strelicama (prva kolona) i eksperimentalno (druga kolona). Parametri su: (A) $p = 5$, $P = (16.86 \pm 0.51)\mu W$, (B) $p = 6$, $P = (16.94 \pm 0.51)\mu W$. Ostali parametri su kao na slici 5.4 sa $\eta = 0.23$ i $M = 6$.

više nije očuvan, a Pointingov vektor može razviti složenu dinamiku sa transverzalnim komponentama koje nisu nula. Kao rezultat toga, fragmentisani Beselovi zraci dobijaju transverzalni tok energije, omogućavajući prenos OAM-a, a istovremeno nastavljajući da prenose energiju duž pravca prostiranja. Drugi red na slici 5.3 prikazuje transverzne raspodele intenziteta na $z = 20\text{mm}$ sa njihovim odgovarajućim transverzalnim Pointingovim vektorima (narandžaste strelice). Transverzalni Pointingov vektor otkriva da je energija pretežno usmerena radijalno u

fragmentisanim Beselovim zracima. Uvećane oblasti na slikama 5.3(A2) i 5.3(C2) ističu različite karakteristike. Na (A2), susedne tačke duž određenih radijalnih pravaca pokazuju suprotno orijentisane transverzalne Pointingove vektore, dok na (C2), dva susedna fragmenta pokazuju Pointingove vektore poravnate duž različitih radijalnih pravaca. Zatim, analizom transverzalne i longitudinalne komponente Pointingovog vektora, koje su ortogonalne jedna na drugu, zajedno sa rezultujućim Pointingovim vektorom koji opisuje ukupni protok energije (prikazan kao umetak na slici 5.5(A2)). Slike 5.5(A2) i 5.5(B2) prikazuju numerički dobijenu raspodelu intenziteta duž pravca prostiranja, gde crne strelice predstavljaju rezultujuće Pointingove vektore. Radi jasnoće, vizuelizacija je prikazana samo za soliton iskošn udesno duž pravca normalnog na optičku osu; levi pokazuje identično ponašanje. Stoga, rezultujući Pointingovi vektori ukazuju da se svetlost prostira duž pravca definisanog kosim solitonima.

Slike 5.6 (A1)–(B1) prikazuju transverzalne raspodele intenziteta modulisanih fragmentisanih Beselovih zraka na $z = 20\text{mm}$ sa njihovim odgovarajućim transverzalnim Pointingovim vektorima (narandžaste strelice). Primetno je da modulisani fragmentisani Beselovi zraci pokazuju različite karakteristike protoka energije već na ulaznoj ravni, za razliku od njihovih nemodulisanih pandana. Štaviše, poredjenje odgovarajućih Pointingovih vektora za nemodulisane i modulisane fragmentisane Beselove zrake otkriva značajne razlike tokom prostiranja. Ovi nalazi naglašavaju važnost faznog i amplitudnog strukturiranja u kontroli lokalne i globalne energetske dinamike nelinearnih optičkih polja, čime se omogućava precizna manipulacija svetlošću, sa potencijalnim primenama u integrisanoj optici i optičkoj komunikaciji.

Uveden je i eksperimentalno demonstriran način za generisanje kosih diskretnih solitona putem nelinearne interakcije čeonih fragmentisanih Beselovih zraka u fotorefraktivnom SBN61:Ce kristalu, bez potrebe za kosim upadom zraka ili prefabrikovanim rešetkama. Otkrića u ovoj tezi ukazuju da odgovarajuće lokalizovano odstupanje simetrije i nelinearnost mogu izazvati pobudjivanje kosih solitona bez koso upadnog probnog zraka. Korišćenjem podesive azimutalne i fazne modulacije Beselovih zraka, može se postići kontrolisana fragmentacija snopa i posmatra se spontano formiranje više parova kosih solitona preko narušavanje simetrije iznad praga nelinearnosti. Broj, smer i ugao kosine rezultujućih solitona su veoma osetljivi na redosled, prostornu skalu, fazu i ulaznu snagu Beselovog zraka i mogu se precizno podesiti s njim. Ovaj proces predstavlja oblik nelinearne samoorganizacije u aperiodično modulisanom pejzažu indeksa prelamanja, nudeći nove uvide u dinamiku lokalizovanih talasa u neintegrabilnim sistemima. Jaka saglasnost izmedju eksperimentalnih rezultata i numeričkih simulacija potvrđuje robustnost pristupa i uspostavlja fleksibilnu, rekonfigurabilnu platformu za kontrolu strukturirane svetlosti u nelinearnim medijima. Ova otkrića otvaraju nove mogućnosti za kontrolu difrakcije, oblikovanje snopa i primene zasnovane na solitonima u nelinearnoj optici ili alatku za inženjering strukturirane svetlosti u složenim nelinearnim sistemima, sa potencijalnim značajem za optičke komunikacije, fotonske uredjaje i tehnologije obrade informacija.

5.4 Uvijeni snopovi na zakrivljenim površinama

U ovom odeljku predstavljen je eksperimentalni metod za generisanje mikrostruktura indukovanih svetlošću, odnosno uvijenih snopova koji se javljaju istovremeno na različitim zakrivljenim površinama. Ovi snopovi nastaju kroz nelinearno prostiranje moduliranih nedifrakcionih zraka tokom jednoprolaznog procesa optičke indukcije u anizotropnom fotorefraktivnom kristalu. Ključno je da ove strukture ne zahtevaju unapred napravljene talasovode ili kosi upad snopa kao u ranijim pristupima [43]. Kao reprezentativno strukturirano ulazno polje, koriste se Beselovi snopovi modulirani amplitudnom i fazom koji imaju aperiodični transversalni profil intenziteta i faze sastavljene od koncentričnih prstenova sa podesivim razmakom, kontrastom intenziteta i ugrađenim orbitalnim ugaonim momentom. Variranjem dimenzije snopa, redosleda, modulacije i ulazne snage (izvan pragova za modulaciju i nelinearnost), indukuju se uvijeni snopovi diskretnih solitona. Pored diskretnog snopa solitona, posmatra se istovremeno formiranje helikoidnih snopova. Zanimljivo je da, iako je ulazni snop u početku ograničen na jednu površinu, nelinearna interakcija omogućava prenos energije na druge zakrivljene površine, što dovodi do formiranja mikrostrukture jedne ili više površina. Spoljašnji solitoni prate hiperboloidne putanje, dok unutrašnje strukture prate cilindrične putanje, formirajući helikoidne arhitekture talasovoda. Demonstrirana je precizna kontrola nad brojem generisanih snopova, geometrijom njihovih indukovanih površina i smerom njihovog uvijanja. Ovaj nelinearni pristup pruža novu metodu za predvidljivo, podesivo i površinski ograničeno oblikovanje snopa, unapređujući mogućnosti strukturirane kontrole svetlosti. Takodje ovakav pristup omogućava stvaranje složenih mikrostruktura indukovanih svetlošću koje su fundamentalno neostvarive u linearnoj optici. Površinska stanja su jedna od faza u razjašnjavanju osnovnog mehanizma za generisanje nelinearnih kosih solitona, uzimajući u obzir aperiodične diskretne strukture koje podržavaju linearne modove, što je tema ove teze i trenutnog istraživanja [131]. Talasovodi na takvim površinama u suštini proizvode 1D rešetke, koje nisu rasporedjene u ravni već duž zakrivljenih površina. Sa takvim pristupom, mogu se posmatrati površine kao 1D vodeće celine [131].

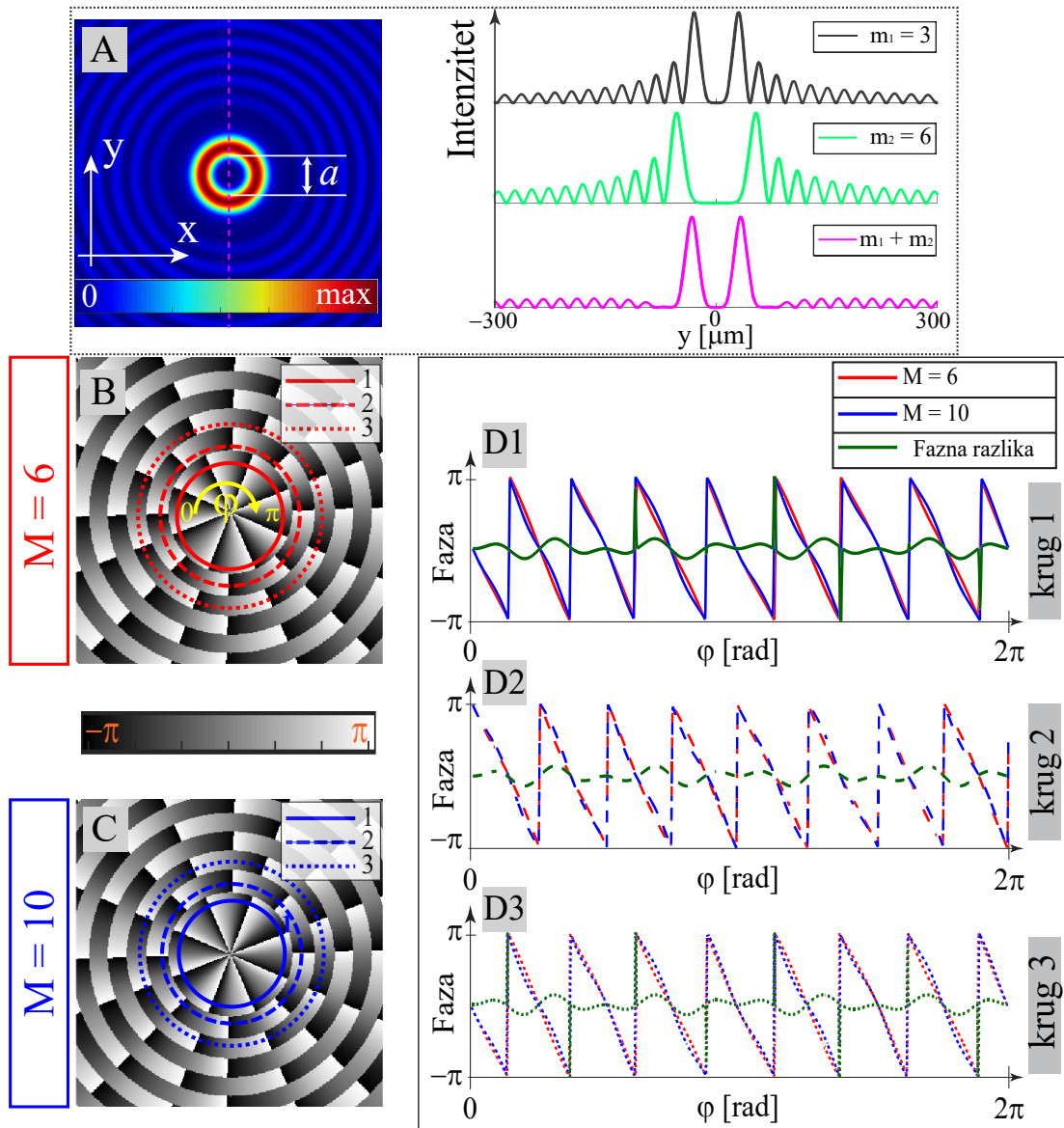
5.4.1 Modulirani Beselovi zraci pogodni za realizaciju površinskih snopova

Da bi se postiglo kontrolisana realizacija složenih mikrostruktura indukovanih svetlošću, najpre je razvijen pristup za realizaciju prikladnih ulaznih svetlosnih polja sa amplitudnom i faznom modulacijom. Konkretno, konstruiše se paraksijalno skalarno polje $A(x, y)$ sa aperiodičnim transversalnim intenzitetom i faznim profilom, koje se sastoji od više koncentričnih prstenova sa podesivim razmakom i ugrađenim spiralnim orbitalnim ugaonim momentom. Ovi strukturirani ulazni zraci služe kao osnova za pokretanje nelinearne interakcije u medijumu, omogućavajući nam da precizno utičemo na geometriju i dinamiku rezultujućih mikrostruktu-

ra. Primer takvog polja koje će se zvati **modulisani Beselov zrak** dobija se superpozicijom dva Beselova zraka, sada je različitog reda m_1 i m_2 , ali sa istom faznom modulacijom ψ

$$A(x, y) = (J_{m_1}(k_{\perp}\rho) + J_{m_2}(k_{\perp}\rho))e^{i\psi(\varphi)\varphi}. \quad (5.4.14)$$

J_m je Beselova funkcija prve vrste reda m , dok je $k_{\perp} = \frac{2\pi}{a}$ transversalni talasni vektor, određen veličinom zraka a (slika 5.7), koja kontrolira prostornu veličinu zraka i istovremeno utiče na veličinu njegovog Furijeovog transformata. Cilindrične koordinate (radijalna ρ i ugao azimuta odnosno polarna koordinata φ) povezani su sa dekartovim koordinatama preko relacija $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\varphi = \tan^{-1}(\frac{y}{x})$, gde je $\rho \in (-\infty, +\infty)$, $\varphi \in [0, 2\pi)$. Na ovaj način, fazna modulacija



Slika 5.7: Karakterizacija moduliranih Beselovih zraka: (A) raspodela intenziteta sa ilustracijom amplitudске modulacije. (B) - (C) Fazne raspodele na ulaznoj površini kristala, (D) azimutalni fazni profili za $M = 6$, $M = 10$ i njihova fazna razlika. Ostali parametri su: $m_1 = 3$, $m_2 = 6$, $p = 8$, $a = 45\mu m$ i $\eta = 0.23$.

se uvodi preko polarnog ugla relacijom:

$$\psi(\varphi) = p + \eta \cdot \cos(M\varphi) \quad (5.4.15)$$

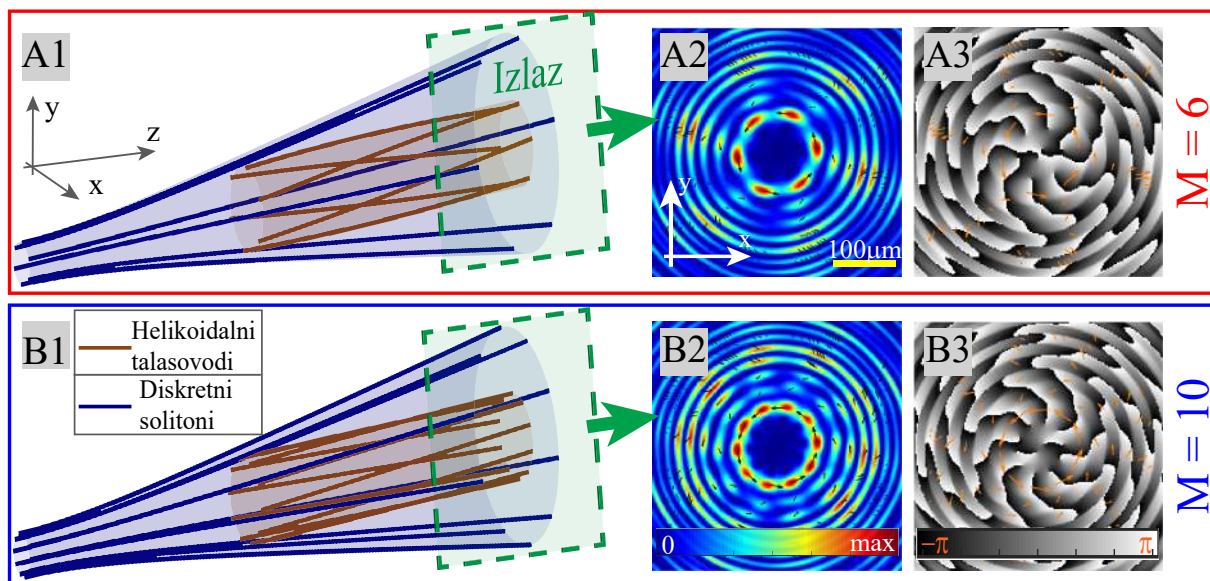
gde parametri p , η , i M kontrolišu nivo modulacije. Topološko naelektrisanje kontrolišemo preko p , dok su η , i M dubina i frekvencija modulacije, respektivno. Interakcija različitih redova Beselovih snopova kontroliše raspodelu intenziteta podešavanjem razmaka koncentričnih prstenova i njihove dubine modulacije (slika 5.7). Ovaj pristup omoguććava istovremenu kontrolu i amplitude i faze strukturiranog snopa $A(x, y)$, koji pokazuje složene aperioidične poprečne profile.

Slika 5.7 prikazuje raspodelu intenziteta i faze dva modulisana Beselova snopa sa $M = 6$ i $M = 10$, dobijena iz jednačine (5.2.17), dok svi ostali parametri ostaju isti. Kako se vidi oni imaju istu raspodelu intenziteta (5.7(A)) posmatranu korišćenjem amplitudne modulacije (jednačina 5.2.16), ali se razlikuju u faznoj raspodeli (slika 5.7 (B)-(C)). Stoga, na slikama 5.7 (D1)-(D3), prikazujemo poredjenje azimutalnih faznih profila duž tri postavljena kruga (označena na slikama 5.7 (B) i (C)), za ova dva slućaja (crvene i plave linije) i njihovu faznu razliku (zeleno linija). Fazna razlika izmedju ova dva slućaja je izraženija duž prvog i trećeg kruga. Ovde koristimo takve prilagodjene zrake da bismo istražili uticaj nelinearnosti na njihovu strukturnu evoluciju tokom prostiranja kroz fotorefraktivni kristal.

5.4.2 Samoindukovani uvijeni snopovi na raznim zakrivljenim površinama

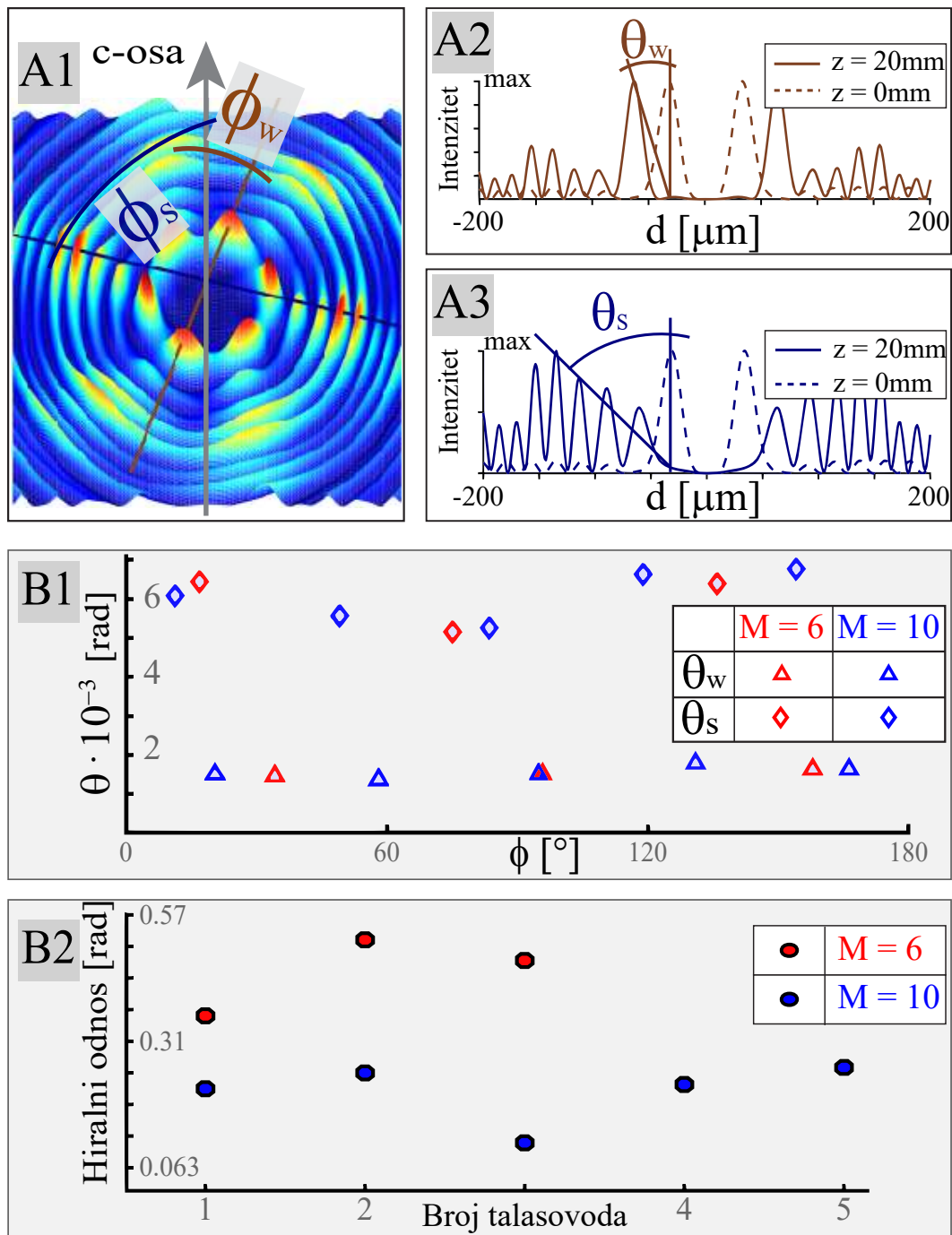
Istraživanje zapoćinje analizom modulisanih Beselovih zraka na različitim prostornim skalama i parametrima modulacije da bi se razumelo kako se njihovo ponašanje menja pri propagaciji, sa povećavanjem ulazne snage. Pri malim snagama, koncentrićni prstenovi se fragmentišu. Tokom nelinearne propagacije modulisanih Beselovih zraka, uvijeni segmenti se održavaju, ali migriraju ka spoljašnjim prstenovima: Slika 5.8 prikazuje dva reprezentativna primera. Nakon fragmentacije duž najintenzivnijeg prstena, pojedinaćni fragmenti snopa poćinju da difraguju u susedne prstenove, formirajući višestruke diskretne solitone (tj. solitonske parove) tokom propagacije. Na odredjenoj udaljenosti propagacije, deo energije se prenosi na centralni prsten, rekonstruišući obrazac slićan poćetnoj fragmentisanoj strukturi, koja naknadno poćinje da se kreće duž krućne putanje. I za diskretne solitone i za helikoidne zrake, primećuje se da se formiraju u parovima koji leže duž istog pravca, usled anizotropije kristala. Pretpostavlja se da trajektorije diskretnih solitona prate geodeziske linije na hiperboloidnoj površini (tamnoplava na slikama 5.8 (A1) i (B1)). Tokom istog vremena, fragmenti evoluiraju duć cilindrićnih putanja, što dovodi do helikoidnih usamljenih talasa (smedjih na slikama 5.8 (A1) i (B1)).

Poćetna faza ima topološko naelektrisanje $p = 8$, ali podleže radijalnoj modulaciji koja se menja kako se snop širi. Kada prstenasti filament poćnu da se formiraju, faza razvija lokalizovane deformacije koje odgovaraju pojavi lokalnih vrtloga. Broj ovih vrtloga je odredjen



Slika 5.8: Svetlosno indukovane mikrostrukture uvijenih snopova. Šematski prikaz višestrukih diskretnih solitona (tamnoplava) i helikoidnih zraka (braon) duž različitih zakrivljenih površina (A1, B1). Numerički posmatrane raspodele intenziteta i faze na izlaznoj površini kristala za: (A2, A3) $M = 6$, (B2, B3) $M = 10$. Protok energije, okarakterisan Pointingovim vektorom, označen je crno-narandžastim strelicama. Intenzitet ulaznog zraka je $I_0 = 0.1$. Ostali parametri su kao na slici 5.7.

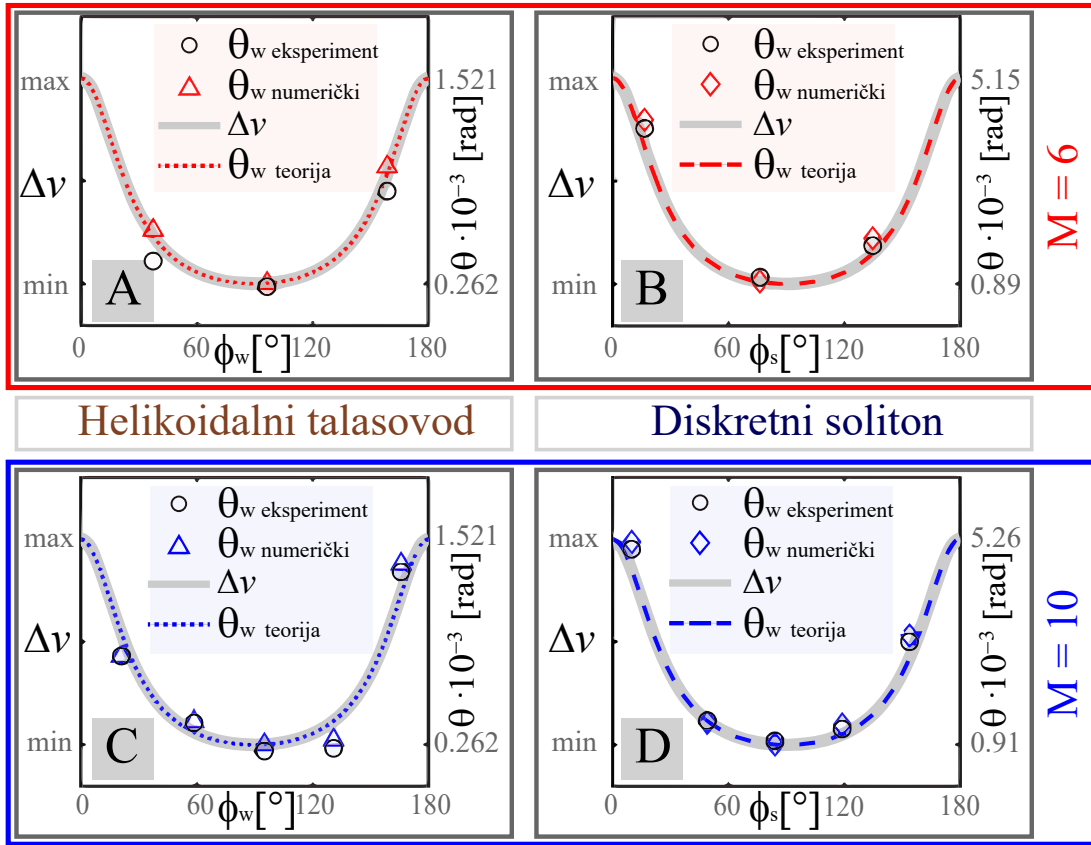
parametrom modulacije M . Kako se filamenti počinju kretati, ove fazne varijacije su izraženije, otkrivajući osnovnu dinamiku uvijanja snopa. Parametar M utiče samo na faznu modulaciju ulaznog snopa, bez uticaja na njegovu početnu prostornu raspodelu intenziteta. Međutim, nelinearno prostiranje u fotorefraktivnom kristalu značajno se menja sa različitim vrednostima M , što rezultira jasnim razlikama u broju i veličini rezultujućih uvijenih zraka. Sistematski su analizirani primeri sa različitim M i otkriveno je da se dobro definisana formacija uvijenih zraka javlja samo kada M predje određeni prag (tačnije, $M > 4$). Povećanje M izvan praga rezultira većim brojem komponenata u svakom snopu, dok se prostorna veličina komponenata smanjuje. Iako parametri trofazne modulacije p , η , i M utiču na ponašanje snopa, broj rezultujućih fragmenata je najviše pod uticajem M . Pored toga, promena znaka parametra p direktno menja smer uvijanja snopa. Da bi se kvantitativno okarakterisala energetska dinamika snopova, računavamo transverzalni Pointingov vektor (vremenski usrednjeni usmereni energetski fluks elektromagnetnog polja) [132, 133, 134]. Za monohromatsko, linearno polarizovano i paraksijalno optičko polje sa envelopom $A(\vec{r})$, transverzalni Pointingov vektor je zadat sa jednačinom (5.1.14). Transverzalni Pointingov vektor pruža uvid u prostornu raspodelu transverznog toka energije u strukturiranim svetlosnim poljima, posebno u moduliranim Beselovim zracima, gde fazni diskontinuiteti i nelinearnost dovode do netrivialnog dinamičkog ponašanja. Na slikama 5.8 (A2)/(A3) i (B2)/(B3), crne (narandžaste) strelice označavaju smer toka energije, kako je opisano Pointingovim vektorom (jednačina 5.1.14). Na ulaznoj površini kristala, energija se prenosi kružno duž svakog prstena. Tokom propagacije duž svakog kosog zraka, energija se prenosi



Slika 5.9: Analiza difrakcionih uglova i heliciteta uvijenih snopova. (A1) Raspodela izlaznog intenziteta za $M = 6$ sa označenim uglovima u odnosu na optičku c -osu, ilustrujući jedan primer diskretnog solitonskog (ϕ_s) i jednog helikoidnog para talasovoda (ϕ_w). Profili ulaznog i izlaznog intenziteta duž ϕ_w pravca (A2) i ϕ_s pravca (A3), sa difrakcionim uglovima θ_w za helikoidni talasovod i θ_s za diskretne solitonske parove, označenim na odgovarajućim profilima. (B1) Ugao difrakcije θ u odnosu na ugao u odnosu na optičku osu ϕ za $M = 6$ i $M = 10$, (B2) Odgovarajući helikoidalni odnos (stopa) kao funkcija broja helikoidnih talasovoda za $M = 6$ i $M = 10$.

sa unutrašnjih prstenova na spoljašnje prstenove. Međutim, kada helikoidne strukture počnu da se formiraju, deo energije se usmerava duž pravca njihovog uvijanja, cirkulišući azimutalno duž prstena. Na slici 5.8, energija teče u smeru suprotnom od kazaljke na satu, međutim taj smer se može okrenuti promenom znaka parametra p . Ovo ponašanje ostaje konzistentno na rastojanjima do 5cm (nije prikazano), demonstrirajući robusnost takvih struktura u nelinearnim režimima. Nelinearna evolucija moduliranih Beselovih zraka dovodi do prelaska sa početnog kružnog toka energije na režim sa azimutalnim i radijalnim komponentama.

Za detaljniju analizu rezultujućih mikrostrukture indukovanih svetlošću, uzimaju se primeri sa slike 5.8. Razmatraju se uglovi parova diskretnih solitona ϕ_s i parova helikoidnih talasovoda ϕ_w u odnosu na optičku c -osu (slika 5.9 (A1)). Pored toga, mere se difrakcioni uglovi θ_w za helikoidne usamljene parove zraka (parove talasovoda) i θ_s za diskretne parove solitona kao što je označeno u profilima ulaznog i izlaznog intenziteta na slikama 5.9 (A2) i (A3).



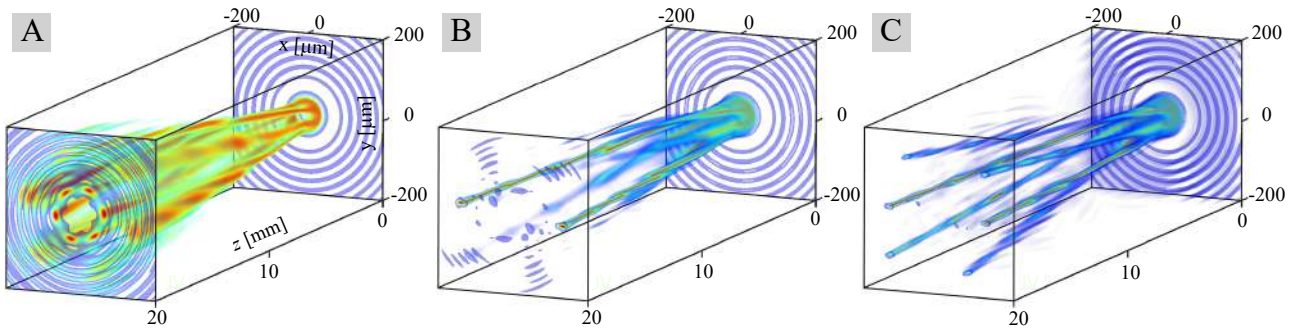
Slika 5.10: Uticaj kristalne anizotropije na snopove zraka. Brzina prostiranja i ugao difrakcije kao funkcija ugla u odnosu na c -osu, za (A)-(B) $M = 6$ i (C)-(D) $M = 10$. Ostali parametri su kao na slici 5.7

Slika 5.9 (B1) prikazuje fazni dijagram ova dva parametra za dva primera. Uprkos različitom broju zraka u snopovima, fazni dijagram pokazuje da su putanje prostiranja na zakrivljenim površinama skoro identične za dva reprezentativna slučaja. Uvijeni snopovi na različitim površinama mogu se posmatrati variranjem parametara kao što su veličina zraka a , redovi zraka m_1 i m_2 . Takodje računa se odnos spiralnog uvijanja helikoidnih zraka u snopovima, prikazujući

fazni dijagram odnosa spiralnog uvijanja u odnosu na broj talasovoda (Slika 5.9 (B2)). Pošto se helikoidni talasovodi pojavljuju u parovima sa istom stopom spiralnog uvijanja, stopa spiralnog uvijanja je prikazana po paru i izraženija je za $M = 6$ u poredjenju sa $M = 10$.

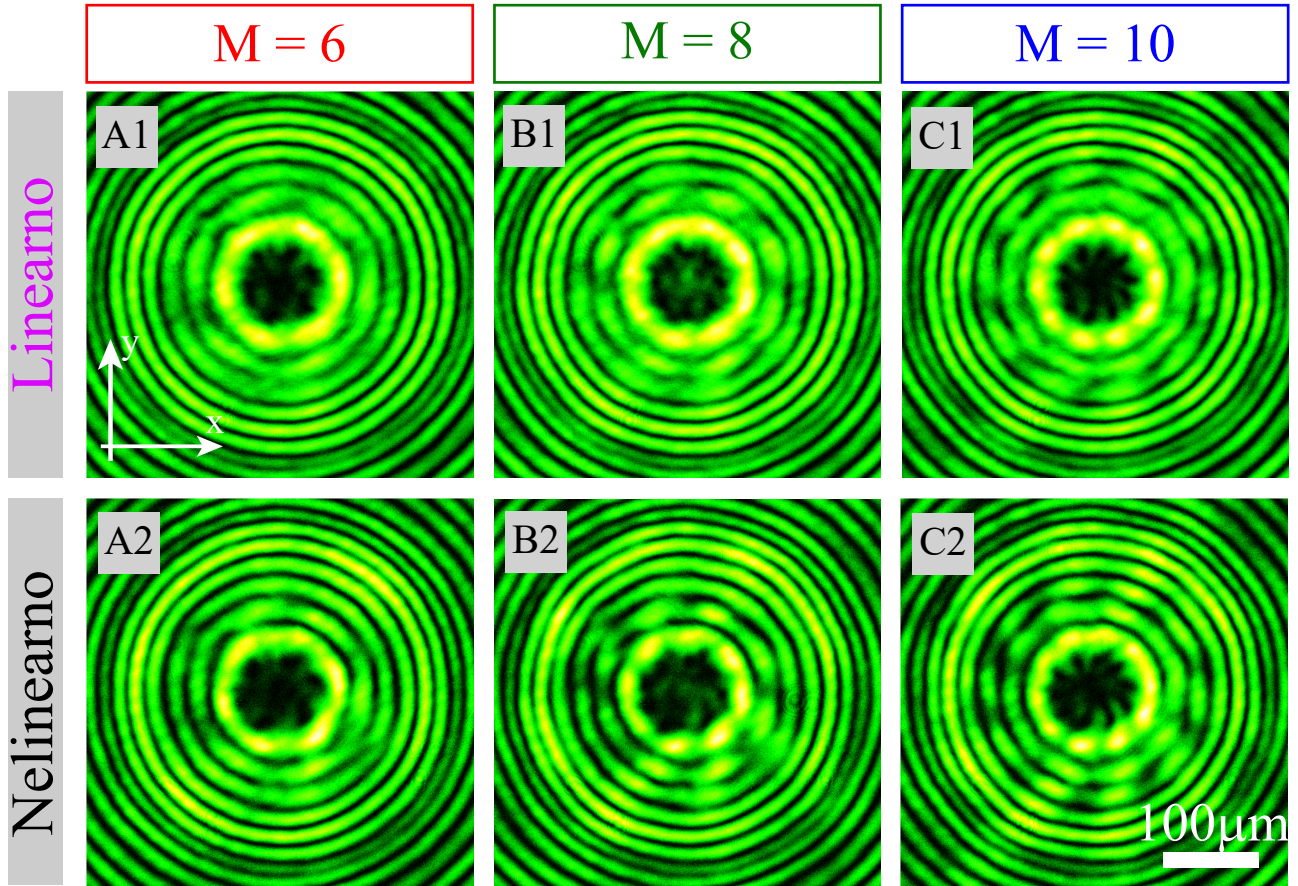
Kristal koji je korišćen u istraživanja u ovoj tezi je anizotropan, što je naznačeno članom anizotropije (∂_y) u jednačini (5.1.10), a spoljašnje električno polje je poravnato duž optičke ose kristala ($c = y$). Ova anizotropija uzrokuje razlike u raspodeli intenziteta (slike 5.8 (A2), (B2)) i uglovima difrakcije duž različitih pravaca. Ispituje se kako ovo utiče na numeričke rezultate, fokusirajući se na uglove difrakcije (slika 5.9 (B1)). Promena indeksa prelamanja, Δn , je najveća duž c -ose, smanjuje se sa odstupanjem i minimalna je u normalnom smeru, prateći periodični obrazac. Kao rezultat toga, efektivni indeks prelamanja ($n_{eff} = n_e - \Delta n$) je najniži duž c -ose i najveći normalno na nju. Ovo uzrokuje jaču lokalizaciju svetlosti duž x -ose. Pošto je brzina prostiranja (Δv) obrnuto proporcionalna n_{eff} , difrakcija je pojačana duž c -ose (slika 5.10). Ugaona raspodela brzine svetlosti određuje uglove difrakcije. Teorijska predviđanja se zasnivaju na skaliranju uglova difrakcije diskretnog solitona (θ_s) i helikoidnog talasovoda (θ_w) korišćenjem ove raspodele. Upoređeni su numerički rezultati na slici 5.10 za dva modulisana Beselova zraka, pokazujući dobro slaganje.

Slika 5.11 prikazuje uticaj jačine nelinearnosti na uvijeni snop diskretnih zraka. Tri reprezentativna primera različitih nelinearnosti su predstavljena kao raspodela intenziteta kroz zapreminu kristala. Slika 5.11 (A) odgovara šematskom prikazu na slici 5.8 (A1). Kako se intenzitet zraka povećava, energija duž helikoidnih geodezijskih linija na unutrašnjoj cilindričnoj površini nestaje. Ova energija se prenosi na prave geodezijske linije na spoljašnjoj zakrivljenoj površini: veći intenzitet poboljšava formiranje diskretnih solitona, dok suzbija pojavu helikoidnih zraka. Sa povećanjem nelinearnosti, položaji zraka ostaju nepromenjeni, sa blagim modulacijama duž prostiranja. Uticaj kristalne anizotropije je očigledan kroz asimetriju raspodele intenziteta duž različitih pravaca u odnosu na optičku osu za varijacije modulacija i intenziteta ulaznog snopa. Pri veoma visokim nelinearnostima, diskretni solitoni leže na hiperboloidima koji su deformisani zbog efekta anizotropije.



Slika 5.11: Površinski rasporedjeni diskretni solitoni. Uticaj nelinearnosti na uvijene snopove diskretnih solitona: (A) $I_0 = 0.1$, (B) $I_0 = 0.2$, (C) $I_0 = 0.3$. Ostali parametri su kao na slici 5.8 (A1-A3) samo je početni intenzitet povećan.

Za eksperimentalnu realizaciju ovakvih struktura koristi se šemi na slici 5.2 koja je prethodno opsiana. Na samom početku u eksperimentu ispituje se linearno prostiranje običnog polarizovanog strukturiranog snopa (Beselovog zraka), bez spoljašnjeg električnog polja i pri dovoljno niskoj ulaznoj snazi (od $P = 3,6 \frac{mW}{cm^2}$). Odgovarajuće raspodele intenziteta na izlaznoj strani (površini) kristala snimane kamerom prikazane su za tri reprezentativna slučaja za $M = 6$, $M = 8$ i $M = 10$, na slici 5.12 (A1)-(C1). Fragmentacija snopa je vidljiva duž unutrašnjih prstenova.



Slika 5.12: Eksperimentalno snimljene raspodele intenziteta na izlaznoj strani kristala u linearnom (prvi red) i nelinearnom režimu (drugi red) za (A) $M = 6$, (B) $M = 8$ i (C) $M = 10$. Parametri: $P = 3,6 \frac{mW}{cm^2}$, $E_{ext} = 0 \frac{V}{cm}$ (prvi red), $P = 18,5 \frac{mW}{cm^2}$ i $E_{ext} = 2000 \frac{V}{cm}$, a vreme ekspozicije je 50s (drugi red). Ostali parametri su kao na slici 5.7.

U nelinearnom režimu, sa spoljašnjim električnim poljem E_{ext} i ulaznom snagom $P = 18,5 \frac{mW}{cm^2}$, posmatrane se svetlosno indukovane mikrostrukture uvijenih snopova i prikazane su kao raspodele intenziteta na izlaznoj površini kristala (slike 5.12 (A2)-(C2)). Dva primera (A2), (C2) odgovaraju numeričkim rezultatima sa slike 5.8 (A2) i (B2), pokazujući dobro slaganje izmedju eksperimenta i numeričkih rezultata. Eksperimentalno posmatrani difrakcioni uglovi diskretnog solitona (θ_s) i helikoidnog talasovoda (θ_w) u zavisnosti od uglova parova diskretnih solitona (ϕ_s) i parova helikoidnih talasovoda (ϕ_w), takodje su prikazani na slici 5.10, potvrđujući dobro slaganje izmedju numeričkih simulacija i eksperimentalnih rezultata. U poredjenju

sa linearnim slučajem, uvijeni segmenti se održavaju u nelinearnom slučaju, ali migriraju ka spoljašnjim prstenovima: slika 5.8 prikazuje dva reprezentativna primera.

U ovom poglavlju, predstavljen je metod za kreiranje mikrostruktura indukovanih svetlošću, sastavljenih od uvijenih snopova zraka raspoređenih po različitim površinama. On pružaju preciznu kontrolu nad svetlošću indukovanim mikrostrukturama uvijenih snopovima zraka, uključujući broj, prostorno pozicioniranje i pojedinačne karakteristike sastavnih zraka. Štaviše, ovaj pristup omogućava preciznu manipulaciju putanjama prostiranja svetlosti preko zakrivljenih površina i kontrolu nad smerom njihovog uvijanja ili kretanja. Pored toga, poboljšava predvidljivost i podesivost strukturiranog prostiranja svetlosti, podržavajući napredno oblikovanje zraka u složenim optičkim sistemima. Kao demonstracija, modulirani Beselovi zraci su korišćeni u eksperimentu optičke indukcije sa jednim prolazom, unutar jednoosnog anizotropnog fotorefraktivnog kristala. Nelinearno prostiranje ovih zraka se ispituje variranjem njihove veličine, nivoa modulacije i ulazne snage. Demonstrirano je formiranje višestrukih diskretnih solitona na površinama, bez potrebe za upisivanjem fotonske rešetke ili kosim upadom probnog zraka. Helikoidni zraci su dobijeni istovremeno sa diskretnim solitonima ograničenim na cilindričnim i hiperboloidnim površinama, respektivno.

5.5 Optički indukovane hiralne fotonske rešetke

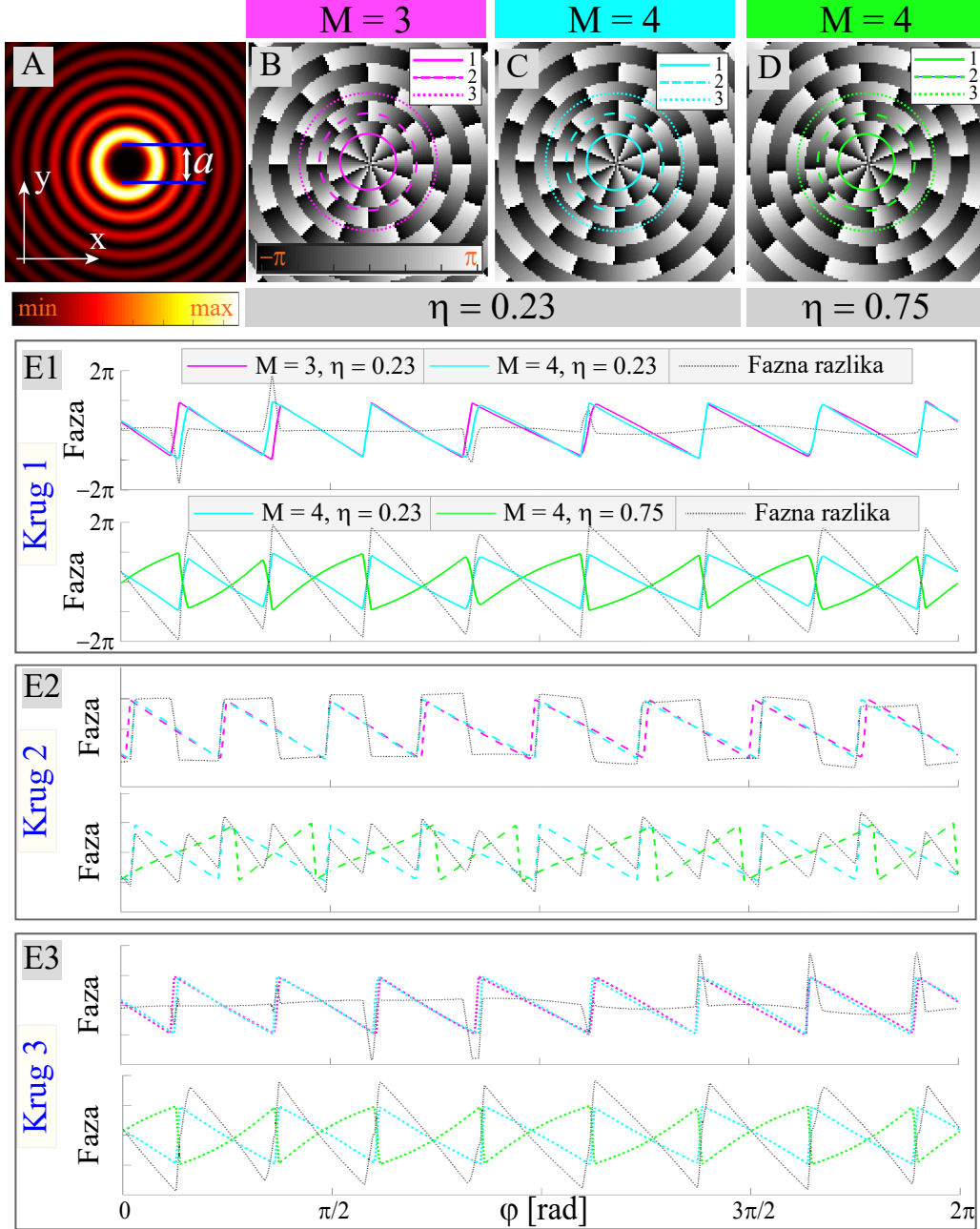
Stvaranje inovativnih metoda za kontrolu propagacije, difrakcije i evolucije oblika svetlosnih zraka je ključni cilj u aktuelnim istraživanjima fotonike. Hiralni talasovodi privlače značajnu pažnju kao robusni alati za kontrolu transporta svetlosti u određenim pravcima. Ove uvijek ne strukture služe kao osnova za širok spektar naprednih materijala u fotonici i plazmonici, uključujući nekoliko klasa metamaterijala [135, 136, 137] i za primene u integrisanim fotonskim kolima, optičkom zarobljavanju i kvantnoj obradi informacija. Njihova kompatibilnost sa nanofotonskim tehnikama izrade dodatno ističe njihov potencijal za realizaciju kompaktnih, robusnih i skalabilnih fotonskih uređaja. Međutim, eksperimentalna realizacija zakrivljenih i hiralnih talasovoda ostaje veoma izazovan zadatak. Nedavni razvoj u tehnikama proizvodnje strukturirane svetlosti i oblikovanja snopa je dodatno poboljšao podesivost i funkcionalnost nedifrakcionih snopova i na fotonskim platformama zasnovanim na slobodnom prostoru i talasovodu [138, 139]. Međutim, njihov potencijal u nelinearnim režimima ostaje aktivna tema aktuelnih istraživanja, posebno u vezi sa realizacijom uvijenih svetlosnih struktura kao što su hiralni talasovodi [132, 140].

U ovom poglavlju biće predstavljena nova metoda za kontrolisano formiranje hiralnih talasovoda kroz nelinearno prostiranje modulisanih Beselovih snopova, omogućavajući direktno i rekonfigurabilno upisivanje složenih struktura u fotorefraktivnoj sredini. Modulacija indeksa prelamanja se eksperimentalno postiže putem jednoprolazne optičke indukcijske šeme. Podešavanjem parametara snopa, uključujući ulaznu snagu, veličinu poprečne strukture i parametre modulacije, svojstva indukovanih hiralnih talasovoda mogu se fino podesiti. Ova tehnika pruža robusnu i svestranu platformu za inženjering struktura talasovoda u naprednim fotonskim primenama.

5.5.1 Modulisani Beselovi zraci pogodni za generisanje hiralnih talasovoda

U ovom delu teze biće predstavljena analiza koja počinje ispitivanjem dinamike propagacije modulisanih Beselovih zraka kroz različite nelinearne režime. U slabo nelinearnom režimu, koji odgovara niskim ulaznim intenzitetima, snopovi održavaju svoju nedifrakcionu prirodu tokom propagacije u fotorefraktivnom kristalu. Kako se nelinearnost povećava, ova stabilnost se narušava i snopovi postepeno gube svoje nedifrakcione karakteristike. Preko kritičnog praga nelinearnosti, snopovi pokazuju izraženu azimutalnu cirkulaciju energije duž prstenaste strukture, praćenu radijalnim prenosom energije između susednih prstenova tokom propagacije. Teorijski model nelinearna paraksijalna Šredingerova jednačina (5.2.2) odnosno (5.2.4), zajedno sa potencijalnom jednačinom (5.2.5), za fragmentirane i modulisane Beselove zrake dobijeni superpozicijom dva Beselova zraka, različitog reda m_1 i m_2 , sa faznom modulacijom ψ , $A(x, y) = (J_{m_1}(k_{\perp}\rho) + J_{m_2}(k_{\perp}\rho))e^{i\psi(\varphi)\varphi}$, dati su u predhodnim poglavljima. A fazna modulacija

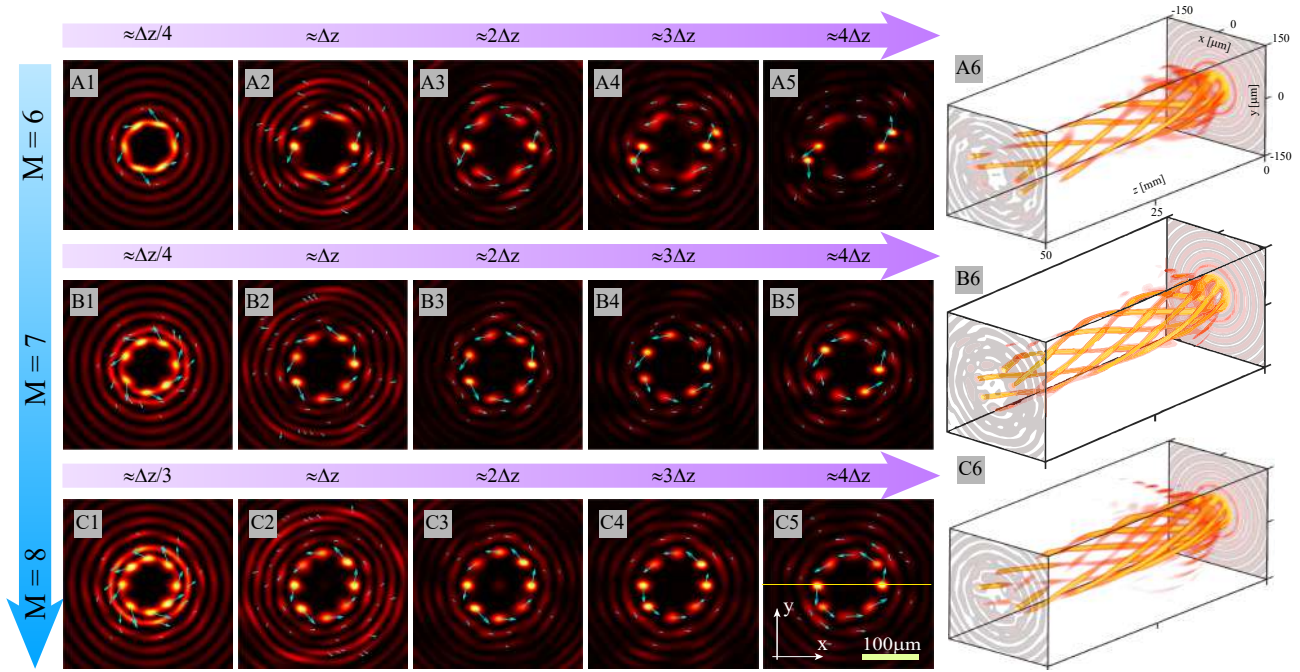
je bila uvedena preko polarnog ugla relacijom $\psi(\varphi) = p + \eta \cdot \cos(M\varphi)$, gde se parametrima p , η , i M kontroliše nivo modulacije. Topološko naelektrisanje kontroliše se preko p , dok su η , i M dubina i ugaona frekvencija modulacije, respektivno. Detalji numeričke tehnike i eksperimentalne postavka koje će se koristiti, su opisani u predhodnim poglavljima. Kao veoma zanimljiv rezultat, gde je prikazano više podataka možemo pogledati primer na slici 5.13:



Slika 5.13: Karakterizacija moduliranih Beselovih snopova. (A) Raspodela ulaznog intenziteta i raspodela ulazne faze za (B) $M = 3$, $\eta = 0.23$, (C) $M = 4$, $\eta = 0.23$ i (D) $M = 4$, $\eta = 0.75$. (E1)–(E3) Azimutalni fazni profili duž odabranih krugova: gornji grafikoni prikazuju poredjenje izmedju (B), (C) i njihove fazne razlike, dok donji grafikoni prikazuju poredjenje izmedju (C), (D) i njihove fazne razlike. Ostali parametri su $m = 4$, $a = 45\mu m$ i $p = 8$.

5.5.2 Samoindukovani hiralni talasovodi

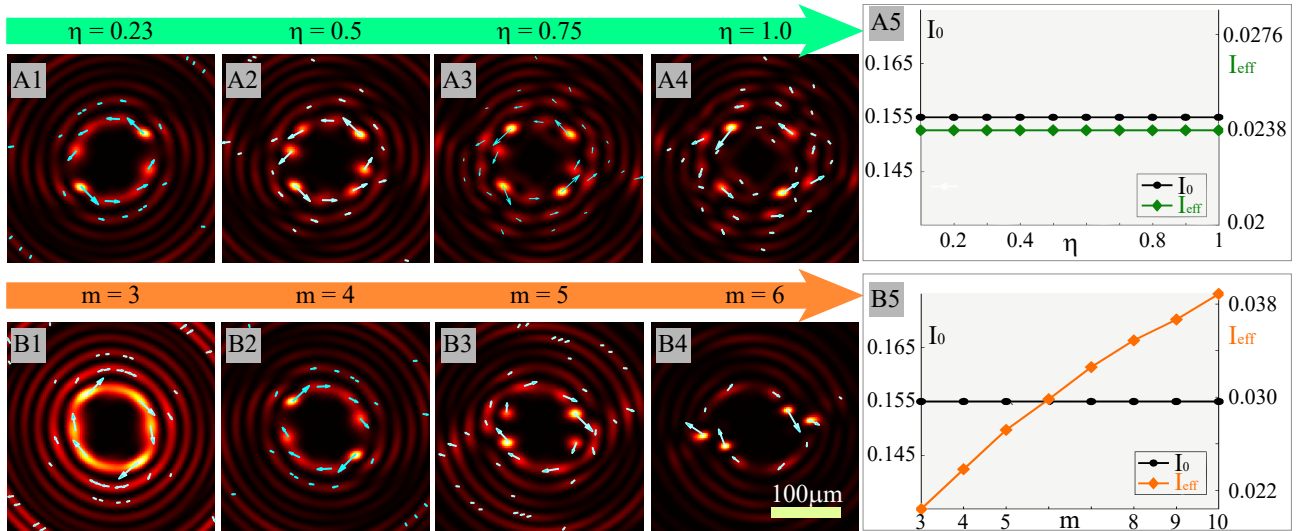
Najpre se istražuje uticaj frekvencije modulacije M na dinamiku propagacije (slika 5.14). Dok su eksperimentalna posmatranja ograničena konačnom dužinom kristala, proširena dinamika propagacije se istražuje kroz numeričke simulacije za tri reprezentativne vrednosti M . U početku, koncentrični prstenovi se cepaju, što dovodi do formiranja filamenata visokog intenziteta. Nakon toga sledi uspostavljanje rotacionog toka energije, koji potiče iz unutrašnjeg prstena i postepeno se proteže ka spoljašnjim prstenovima. (Nakon rastojanja propagacije od $z = 20\text{mm}$, početno kontinuirani prstenovi se fragmentišu u filamente koji pokazuju neujednačen intenzitet.) Prisustvo kako azimutalnih tako i radijalnih tokova energije u transverznoj ravni zraka (snopa) potvrđuje se analizom raspodele Pointingovog vektora (5.3.12) i (5.3.13) (označeno plavim strelicama na slici 5.14).



Slika 5.14: Hiralne strukture različitih brojeva talasovoda duž pravca propagacije. Prvi red $M = 6$, drugi red $M = 7$ i treći red $M = 8$. Protok energije, okarakterisan Pointingovim vektorom, označen je plavim strelicama. Ostali parametri su $m = 4$, $p = 8$, $a = 45\mu\text{m}$, $\eta = 0.23$ i $I = 0.15$. $\Delta z \approx 11.5\text{mm}$.

Povećanje parametra modulacije M dovodi do većeg broja indukovanih hiralnih talasovoda i modifikacije njihove zakrivljenosti. Pri višim vrednostima M i (ili) većim propagacionim rastojanjima, rotacioni tok energije postepeno se smanjuje, ustupajući mesto pretežno radijalnom transportu energije. Analiza evoluirajuće raspodele intenziteta otkriva da nelinearno prostiranje moduliranih Beselovih zraka dovodi do formiranja zakrivljenih talasovoda, pri čemu se i njihov broj i zakrivljenost mogu kontrolisati pomoću parametra modulacije M .

Dalje sledi istraživanje uticaja parametra dubine modulacije η na formiranje zakrivljenih talasovoda. Slika 5.15 (gornji red) prikazuje rezultate za četiri reprezentativne vrednosti η . Pri

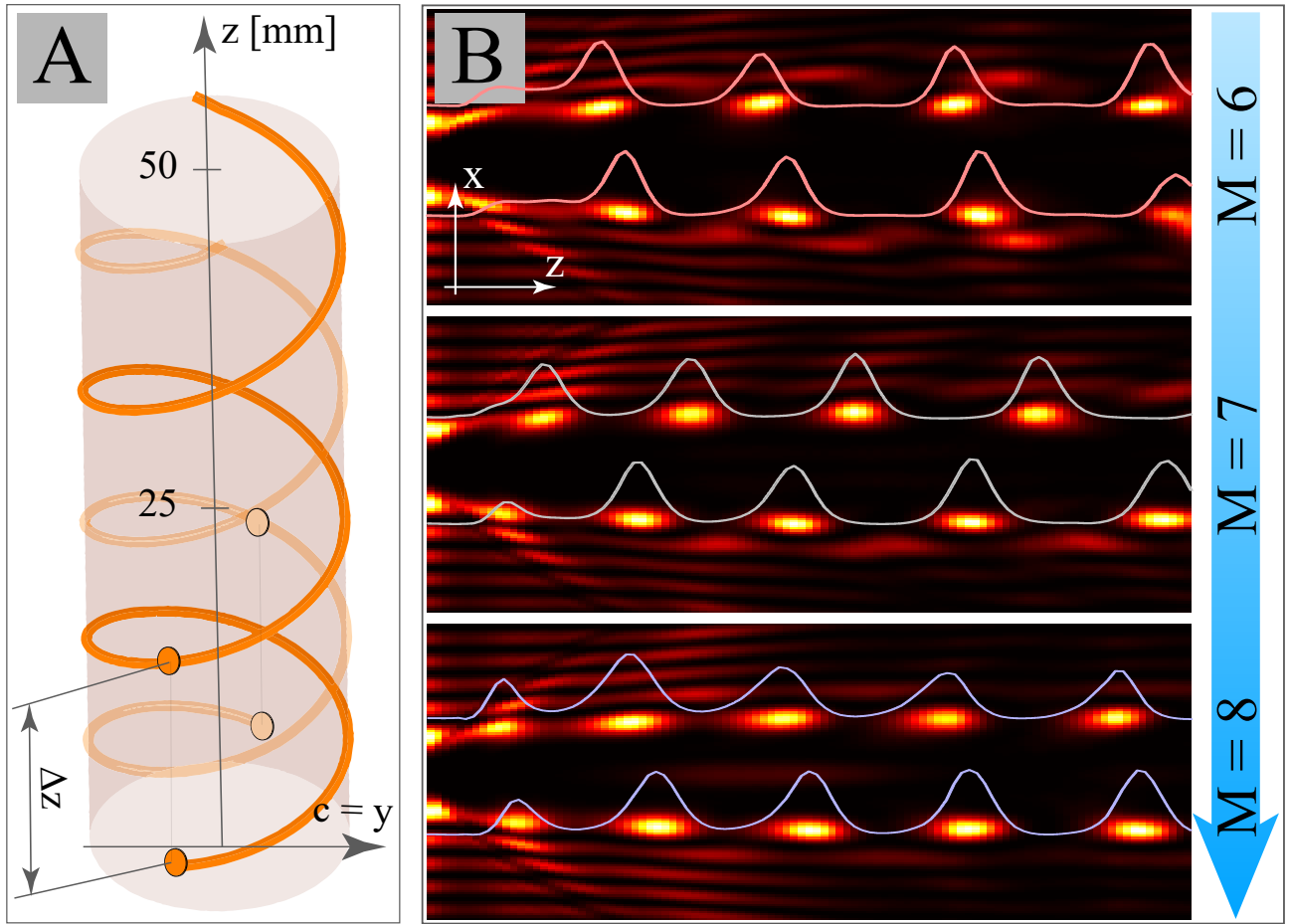


Slika 5.15: Uticaj parametara modulacije η i m na generisanje hiralnih talasovoda. Raspodela intenziteta posle 20mm : prvi red $m = 4$, $p = 8$, i drugi red $p = -8$, $\eta = 0.23$. Ostali parametri su: $M = 4$, $a = 45\mu\text{m}$, i $I = 0.15$. (A5), (B5) Efektivni intenziteti zraka na izlaznoj površini kristala kao funkcija reda Beselovih zraka m , u poredjenju sa intenzitetima ulaznog zraka.

nižim vrednostima η , rezultujući zakrivljeni talasovodi su ograničeni na površinu definisanu prvim prstenom početnog modulisanog Beselovog zraka. Konkretno, $\eta = 0.23$ dovodi do formiranja četiri talasovoda, dok $\eta = 0.5$ daje dvostruko veći broj. Kako se η dalje povećava, javljaju se složenije filamentne strukture, sa talasovodima koji se formiraju duž površina povezanih ne samo sa prvim prstenom već i sa prstenovima višeg reda početnog snopa. Ovi rezultati ističu ulogu η kao efikasnog kontrolnog parametra, omogućavajući precizno podešavanje kako broja tako i prostornog rasporeda samoindukovanih talasovoda.

Istraživanje uticaja Beselovih zraka reda m na formiranje zakrivljenih talasovoda je dato na slici 5.15 (donji red). Kako se m povećava, prečnici prstenova se šire, što dovodi do direktne modifikacije prostorne raspodele intenziteta modulisanog Beselovog zraka. Ove promene na prostornoj skali dovode do kvalitativno različite nelinearne dinamike propagacije. Za niske vrednosti m , svetlost pokazuje kružni tok energije ograničen duž prstena, bez razbijanja u odvojene filamente. Sa povećanjem m , dobro definisani filamenti se pojavljuju kao parovi zakrivljenih talasovoda praćeni dominantnim rotacionim tokom energije. Dalja povećanja m pojačavaju filamentaciju i progresivno pomeraju transport energije ka pretežno radijalnom pravcu, posebno za najviše vrednosti m . (Pri višim redovima, filamentacija postaje izraženija i transport energije se sve više pomera u radijalnom pravcu.) Dakle, sa svim ostalim parametrima fiksiranim, promena m modifikuje prostorni profil snopa i proizvodi različite nelinearne izlazne obrasce (likove struktura u transverzalnoj ravni).

Na prvi pogled, ovi efekti podsećaju na one koji se očekuju od povećanja jačine nelinearnosti. Međutim, ovo tumačenje se ovde ne primenjuje, jer je intenzitet ulaznog pika fiksiran na $I_0 = 0.15$ za sve slučajeve. Umesto toga, očigledno pojačanje nelinearnih efekata proizilazi

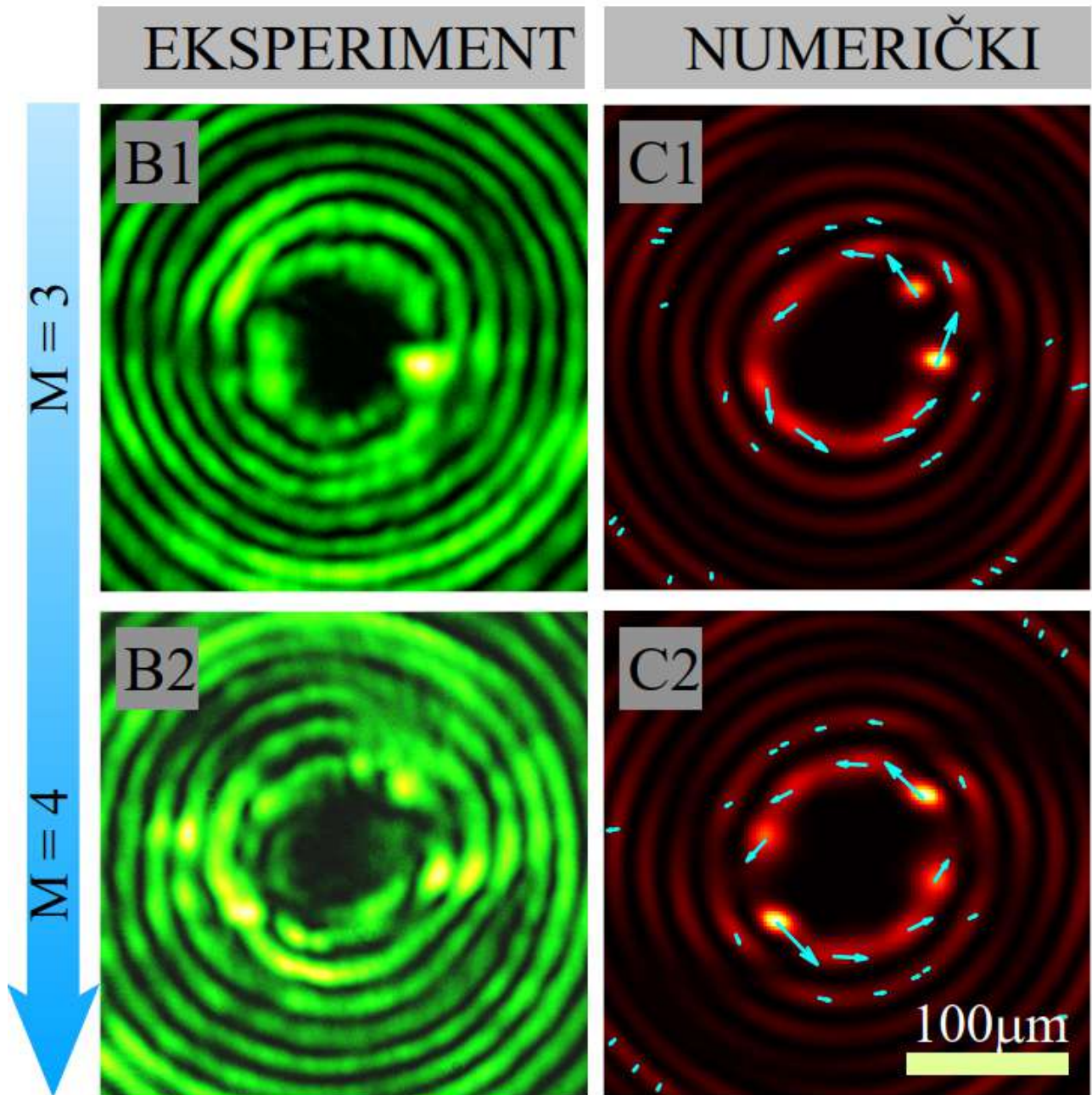


Slika 5.16: Dinamika prostiranja u spiralno spregnutim cilindričnim talasovodima. (A) Šematski prikaz para talasovoda upisanih na cilindričnu površinu dužine $z = 50\text{mm}$, na primeru prikazanih na slici 5.14 (A6), sa označenim razmakom spiralne petlje Δz . (B) Longitudinalni presek raspodela intenziteta duž pravca propagacije prikazan duž x -ose u $x - z$ ravni (označeno žutom linijom na slici 5.14 (C5)), za različite M . Svaki longitudinalni presek sadrži odgovarajuće profile intenziteta duž rastojanja propagacije (u smeru z ose), ističući evoluciju raspodele polja.

iz promena efektivnog (usrednjenog) intenziteta zraka I_{eff} (slika 5.15 (A5), (B5)). Beselovi zraci višeg reda poseduju šire prstenaste strukture koje preraspodeljuju ulaznu snagu na šire područje, što dovodi do sistematskog povećanja efektivnog intenziteta sa povećanjem m , što potvrđuje odgovarajući grafikon intenziteta i reda (uključujući vrednosti m koje nisu eksplicitno prikazane). Ovo skaliranje efektivnog intenziteta pruža konzistentno objašnjenje za posmatranu nelinearnu dinamiku bez pozivanja na bilo kakvu promenu u suštinskoj nelinearnosti materijala.

Dodatni stepen kontrole nad svojstvima zakrivljenih talasovoda formiranih putem nelinearne propagacije moduliranih Beselovih zraka obezbeđuje fazni parametar p . Promenom znaka p (kao što je pokazano poredjenjem izmedju slike 5.16(A1) i (B2)), smer protoka energije može se menjati izmedju smera kazaljke na satu i suprotno od smera kazaljke na satu. Ova fazno zavisna kontrola omogućava robustan mehanizam za postizanje prostorno-vremenske modulacije u nelinearnom oblikovanju snopa.

Eksperimentalni rezultati su prikazani za dva reprezentativna slučaja sa različitim parametrima fazne modulacije $M = 3$ i $M = 4$, paralelno sa numeričkim rezultatima. Slike 5.17 (levo) (B) i (C) pokazuju dobro slaganje izmedju eksperimentalnih i numeričkih rezultata na izlaznoj površini kristala. Numerički rezultati uključuju transverzalni Pointingov vektor (plave strelice), koji pokazuje smer toka energije.



Slika 5.17: Eksperimentalno i numerički dobijene distribucije intenziteta na izlazu iz kristala za: (B1, C1) $M = 3$, ulazni intenzitet $I = 0.2$, ulazna snaga $P = 5,9 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$, i (B2, C2) $M = 4$, ulazni intenzitet $I = 0.15$, ulazna snaga $P = 5,75 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$. Ostali parametri su: $m = 4$, $p = 8$, $a = 45\mu\text{m}$ i $\eta = 0.23$.

U ovom paragrafu je predstavljena eksperimentalna tehnika za kontrolisano generisanje hi-

ralnih fotonskih rešetki korišćenjem nelinearnog propagiranja moduliranih Beselovih zraka. U ovom pristupu, modulacija indeksa prelamanja se realizuje kroz tehniku optičke indukcije korišćenjem jednoprolazne eksperimentalne konfiguracije u fotorefraktivnom medijumu. Sa takvom metodom, karakteristike indukovanih hiralnih talasovoda mogu se precizno prilagoditi podešavanjem parametara zraka: snage, veličine transversalne strukture i parametara modulacije. Ova metoda nudi fleksibilan i prilagodljiv okvir za kreiranje i kontrolu složenih struktura za vođenje svetlosti, sa potencijalnim primenama u širokom spektru fotonskih tehnologija.

Glava 6

Zaključak

Strukturiranje i oblikovanje svetlosnog talasa se često primenjuje u oblastima kao što su prenos energije, komunikacije i karakterizacija materijala. Kontrolisanje strukture svetlosti može voditi ka različitim funkcijama: na primer, optički vrtlozi nose ugaoni moment koji je interesantan za širenje mogućnosti kodiranja podataka, nedifragujući snopovi se prostiru bez difrakcije smanjujući gubitak energije, ubrzavajući zraci mogu zaobići prepreke dok putuju, a topološke mode na ivicama su otporne na defekte.

U ovoj tezi uveden je i eksperimentalno demonstriran način generisanja kosih diskretnih solitona putem nelinearnog samodelovanja čelnih fragmentiranih Beselovih zraka u fotorefraktivnom SBN61:Ce kristalu, bez potrebe za kosim upadom snopa ili prefabrikovanim rešetkama. Nalazi u ovoj tezi ukazuju da odgovarajuće lokalizovano odstupanje simetrije i nelinearnost mogu izazvati pobudjivanje kosih solitona bez kosog probnog snopa. Korišćenjem podesive azimutalne i fazne modulacije Beselovih zraka, postiže se kontrolisana fragmentacija snopa i posmatra se spontano formiranje više parova kosih solitona preko narušavanje simetrije iznad praga nelinearnosti. Broj, smer i ugao kosine rezultujućih solitona su veoma osetljivi na redosled, prostornu skalu, fazu i ulaznu snagu Beselovog zraka i mogu se precizno podesiti. Ovaj proces predstavlja oblik nelinearne samoorganizacije u aperiodično modulisanom pejzažu indeksa prelamanja, nudeći nove uvide u dinamiku lokalizovanih talasa u neintegrabilnim sistemima.

Isto tako uveden je metod za kreiranje mikrostrukture indukovanih svetlošću sastavljenih od uvijenih snopova zraka raspoređenih po različitim površinama. Kao demonstracija, modulirani Beselovi zraci su korišćeni u eksperimentu optičke indukcije sa jednim prolazom unutar jednoosnog anizotropnog fotorefraktivnog kristala. Nelinearno ponašanje ovih zraka ispitivano je variranjem njihovog razmera (njihove veličine), nivoa modulacije i ulazne snage. Demonstrirano je formiranje višestrukih diskretnih solitona na površinama, bez potrebe za prethodno upisanom fotonskom rešetkom ili kosim upadom probnog zraka. Helikoidni usamljeni zraci se posmatraju istovremeno sa diskretnim solitonima ograničenim na cilindričnim i hiperboloidnim površinama, respektivno. Metoda koja se ovde koristi, takodje se može primeniti na druge

tipove nedifrakcionih zraka i omogućava preciznu kontrolu nad snopovima zraka, uključujući broj pojedinačnih zraka, njihov smer uvijanja i oblik njihovih površina za prostiranje. Ova fleksibilnost nudi značajan potencijal za napredak istraživanja u oblastima kao što su optičke komunikacije, obrada informacija, manipulacija česticama i biofotonika.

Korišćenjem vrtložnih struktura, koje su pronadjene u okviru istraživanja za ovu tezu, pokazano je da se mogu koristiti za kontrolisanje savijanja svetlosti, kontrolisanje fragmentacije, difrakcije svetlosti, kao i pojavljivanje svetlosti na izlazu. Sve ove karakteristike su neophodne u procesiranju informacija i proizvodnji optičkih uređaja.

Da bi se kontrolisali efekti interakcije svetlost-materija, moguće je napraviti veštačke strukture indeksa prelamanja i u njima proučavati prostiranje svetlosti. Jedinstvena svojstva Beselovih zraka, dovode do novih načina kontrole svetla, pre svega uzrokovanih nelinearnošću, što može imati koristi za mnoge oblasti nauke kod kojih se svetlost može koristiti za manipulaciju i kontrolu same svetlosti. Nelinearnost materijala je neophodna ukoliko je potrebno dobiti nelinearne uređaje kao što su optičke diode, tranzistori, prekidači itd.

Korišćenjem nedifragujućih zraka u fotonici, moguće je formirati različite fotonske rešetke u materijalima u kojima se indeks prelamanja moduliše pomoću svetlosti. U okviru istraživanja za ovu tezu pokazano je da se Beselovi zraci u raznim nelinearnim režimima mogu koristiti za formiranje krivih i spiralnih talasovoda. Formiranje ovakvih talasovoda zavisi od snage i karakterističnih veličina Beselovih zraka. Osim toga pomoću ovakvog pristupa moguće je stvaranje trodimenzionalnih fotonskih rešetki primenom Beselovih zraka.

Trenutni fokus je traženje optičkih zamena za elektronski integrisana kola koja omogućavaju rutiranje, kontrolu i obradu optičkih signala. Fotonika omogućava efektivno rešenje ovog problema realizacijom optičkih komunikacionih sistema zasnovanih na optičkim vlaknima i fotonskim kolima. Medjutim, optički uređaji i njihovo uključivanje u fotonska kola zahtevaju nove pristupe upravljanju svetlosti. Očekujemo da će aktivna kontrola i manipulacija svetlosti pomoću Beselovih zraka, vorteksnih struktura i ogrlica, koje se izučavaju u ovoj tezi, doprineti otvaranju novih pravaca istraživanja koji bi se usmerili ka kreiranju teorijske osnove fotonskih uređaja sledeće generacije. Iako se ne očekuje rešenje inženjerskih problema u izgradnji aktuelnih uređaja, naučni doprinos bi definitivno bio dovoljan za publikovanje visoko vrednovanih publikacija. Takodje bi se ubrzao napredak u već postojećim eksperimentalnim istraživanjima fotonskih kristala, kao i u proizvodnji fotonskih kristala sa unapredjenim karakteristikama.

Bibliografija

- [1] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, John Wiley and Sons, Inc. (**1999**).
- [2] J. A. Stratton, Electromagnetic Theory. New York: McGraw-Hill, 1st edn. (**1941**).
- [3] L. Landau, E. Lifšic, Elektrodinamika neprekidnih sredina, Mir Moskva (**1984**).
- [4] L. Landau, E. Lifšic, Teorija polja, Mir Moskva (**1984**).
- [5] B. Milić, Meksvelova Elektrodinamika, Univerzitet u Beogradu, (**1996**).
- [6] V. Radovanović, Elektrodinamika, Fizički fakultet Univerzitet u Beogradu, Beograd (**2020**)
- [7] L. Novotny and B. Hecht, Principles of Nano-Optics, Cambridge University Press, New York (**2006**).
- [8] Edward L. Wolf, Nanophysics and Nanotechnology, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, (**2006**).
- [9] M. Muller, J. Squier, K. R. Wilson, and G. J. Brakenhoff, “3D microscopy of transparent objects using third-harmonic generation”, J. Microsc. 191, 266–274 (**1998**).
- [10] Durnin J., Miceli J. J., Eberly J. H., Diffraction-free beams, Phys. Rev. Lett. **58** (1499–1501); (**1987**) and J. Durnin: J. Opt. Soc. Am. A **4** 651, (**1987**).
- [11] Z. Bouchal: J. Mod. Op t. **40** 1325 (**1993**).
- [12] J. Rushin: J. Opt. Soc. Am. A **11** 3224 (**1994**).
- [13] S. Chvez-Cerda, G.S. McDonald, and G.H.C. New: Opt. Commun. **123** 225 (**1996**).
- [14] Z. Bouchal: Opt. Lett. **15** (**2002**).
- [15] Z. Bouchal, Nondiffracting optical beams: Physical properties, experiments, and applications. Czech J Phys **53** (537–578), <http://dx.doi.org/10.1023/A:1024802801048>, (**2003**).
- [16] J. Turunen and A.T. Friberg: Pure Appl. Opt. **2** 51 (**1993**).
- [17] Z. Bouchal and M. Olivk: J. Mod. Opt. **42** 1555 (**1995**).

- [18] Z. Bouchal, J. Bajer, and M. Bertolotti: J. Opt. Soc. Am. A **15** 2172 (**1998**).
- [19] F. Gori, G. Guattari, and C. Padovani: Opt. Commun **64** 491 (**1987**).
- [20] P.L. Overfelt and C.S. Kenney: J. Opt. Soc. Am. A **8** 732 (**1991**).
- [21] Z. Bouchal: Opt. Commun. **197** 23 (**2001**).
- [22] R.P. MacDonald, S.A. Boothroyd, T. Okamoto, J. Chrostowski, and B.A. Syrett: Opt. Commun. **122** 169 (**1996**).
- [23] Z. Bouchal, J. Wagner, and M. Chlup: Opt. Commun. **151** 207 (**1998**).
- [24] Julian Becker, Jolly Xavier, Martin Boguslawski, Patrick Rose, Joby Joseph, and Cornelia Denz “Optically induced three-dimensional photonic lattices and quasi-crystallographic structures”, Proc. SPIE 7712, Nanophotonics III, 77123A (10 May **2010**).
- [25] A. Zannotti, F. Diabel, M. Boguslawski and C. Denz, Adv. Opt. Mater. **5**, 1600629 (**2017**).
- [26] G. Arfken: Mathematical Methods for Physicists, Academic Press, San Diego, (**1985**).
- [27] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett., **58**, 2059 (**1987**).
- [28] S. John, Phys. Rev. Lett. **58** 2486 (**1987**).
- [29] E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbay, S. Foteinopoulou, C. M. Soukoulis, Nature, **423**, 604 (**2003**).
- [30] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, S. Kawakami, Appl. Phys. Lett., **74** 1212 (**1999**).
- [31] T. Baba, Nat. Photonics, **2** 465 (**2008**).
- [32] K. Sakoda, Optical Properties of Photonic Crystals, Vol. **80**, Springer Science & Business Media, Berlin **2004**.
- [33] S. Kinoshita, S. Yoshioka, ChemPhysChem, **6** 1442 (**2005**).
- [34] H. Yin, L. Shi, J. Sha, Y. Li, Y. Qin, B. Dong, S. Meyer, X. Liu, L. Zhao, J. Zi, Phys. Rev. E, **74**, 051916 (**2006**).
- [35] H. Wang, K.-Q. Zhang, Sensors, **13** 4192 (**2013**).
- [36] J. Zi, X. Yu, Y. Li, X. Hu, C. Xu, X. Wang, X. Liu, R. Fu, Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A., **100** 12576 (**2003**).
- [37] Y. Zhao, Z. Xie, H. Gu, C. Zhu, Z. Gu, Chem. Soc. Rev., **41** 3297 (**2012**).

- [38] J. W. Galusha, L. R. Richey, J. S. Gardner, J. N. Cha, M. H. Bartl, *Phys. Rev. E* **77** 050904 (2008).
- [39] a) M. Y. Pan, L. B. Wang, S. L. Dou, J. P. Zhao, H. B. Xu, B. Wang, L. P. Zhang, X. B. Li, L. Pan, Y. Li, *Crystals*, **9** 22 (2019); b) L. T. Liu, R. Aleisa, Y. Zhang, J. Feng, Y. Q. Zheng, Y. D. Yin, W. S. Wang, *Angew. Chem., Int. Ed.*, **58** 16307 (2019).
- [40] http://www.thelivingmoon.com/41pegasus/02files/Photonic_Crystas_01.html
- [41] P. P. Beličev, Propagation of light in photonic lattices with saturable nonlinearity comprising a defect, *Physica Scripta*, **T162**, 014001-6 (2014).
- [42] Suntsov S., Makris K.G., Siviloglou G.A., Iwanow R., Schiek R., Christodoulides D.N., Stegeman G.I., Morandotti R., Yang H., Salamo G., Volatier M., Aimez V., Arès R., Sorel M., Min Y., Sohler W., Wang X., Bezryadina A., Chen Z. Observation of one- and two-dimensional discrete surface spatial solitons, *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, **16** pp. 401-426, (2007).
- [43] Pertsch, T., Zentgraf, T., Peschel, U., Brauer, A. & Lederer, F. Anomalous refraction and diffraction in discrete optical systems. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 093901 (2002).
- [44] Demetrios N. Christodoulides & Falk Lederer & Yaron Silberberg, “Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices,” *Nature*, *Nature*, vol. **424**(6950), pages 817-823, August (2003).
- [45] Pertsch, T., Dannberg, P., Elflein, W., Brauer, A. & Lederer, F. Optical Bloch oscillations in temperature tuned waveguide arrays. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4752–4755 (1999).
- [46] Eisenberg, H. S., Silberberg, Y., Morandotti, R., Boyd, A. R. & Aitchison, J. S. Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3383–3386 (1998).
- [47] H. A. Haus, W. P. Huang, S. Kawakami, and N. A. Whitaker, “Coupled-Mode Theory of Optical Waveguides”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. **5**, pp. 16-23, (1987).
- [48] A. Yariv and P. Yeh, *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications.*: Oxford University Press, (2007).
- [49] M. Ali Omar, *Elementary Solid State Physics: Principles and Applications.*: Addison-Wesley, (1994).
- [50] I. L. Garanovich, S. Longhi, A. S. Sukhorukov, and Y. S. Kivshar, “Light propagation and localization in modulated photonic lattices and waveguides,” *Physics Reports*, vol. **518**, pp. 1-79, (2012).
- [51] F. Lederer et al., “Discrete solitons in optics,” *Physics Reports*, vol. **463**, pp. 1-126, (2008).

- [52] H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, and J. S. Aitchison, “Diffraction management,” *Physical Review Letters*, vol. **85**, pp. 1863–1866, (2000).
- [53] J.W. Fleischer, M. Segev, N.K. Efremidis, D.N. Christodoulides, Observation of two-dimensional discrete solitons in optically induced nonlinear photonic lattices, *Nature* **422** 147 (2003).
- [54] N.K. Efremidis, S. Sears, D.N. Christodoulides, J.W. Fleischer, M. Segev, Discrete solitons in photorefractive optically induced photonic lattices, *Phys. Rev. E* **66** 046602 (2002).
- [55] B. Freedman, G. Bartal, M. Segev, R. Lifshitz, D.N. Christodoulides, J.W. Fleischer, Wave defect dynamics in nonlinear photonic quasicrystals, *Nature* **440** 1166 (2006).
- [56] H. Martin, E.D. Eugenieva, Z.G. Chen, D.N. Christodoulides, Discrete solitons soliton-induced dislocations in partially coherent photonic lattices, *Phys. Rev. Lett.* **92** 123902 (2004).
- [57] D.N. Neshev, T.J. Alexander, E.A. Ostrovskaya, Yu.S. Kivshar, H. Martin, I. Makasyuk, Z. Chen, Observation of discrete vortex solitons in optically induced photonic lattices, *Phys. Rev. Lett.* **92** 123903 (2004).
- [58] N.K. Efremidis, J. Hudock, D.N. Christodoulides, J.W. Fleischer, O. Cohen, M. Segev, Two-dimensional optical lattice solitons, *Phys. Rev. Lett.* **91** 213906 (2003).
- [59] O. Cohen, G. Bartal, H. Buljan, T. Carmon, J.W. Fleischer, M. Segev, D.N. Christodoulides, Observation of random-phase lattice solitons, *Nature* **433** 500 (2005).
- [60] A. Szameit, D. Blomer, J. Burghoff, T. Schreiber, T. Pertsch, S. Nolte, A. Tunnermann, F. Lederer, Discrete nonlinear localization in femtosecond laser written waveguides in fused silica, *Opt. Express* **13** 10552 (2005).
- [61] T. Pertsch, U. Peschel, J. Kobelke, K. Schuster, H. Bartelt, S. Nolte, A. Tunnermann, F. Lederer, Nonlinearity disorder in fiber arrays, *Phys. Rev. Lett.* **93** (053901) (2004).
- [62] G.Q. Liang, W.D. Mao, Y.Y. Pu, Fabrication of two-dimensional coupled photonic crystal resonator arrays by holographic lithography, *Appl. Phys. Lett.* **89** (041902) (2006).
- [63] O. Peleg, G. Bartal, B. Freedman, O. Manela, M. Segev, D.N. Christodoulides, Conical diffraction and gap solitons in honeycomb photonic lattices, *Phys. Rev. Lett.* **98** (103901) (2007).
- [64] M. Segev, G.C. Valley, B. Crosignani, P. DiPorto, A. Yariv, Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field, *Phys. Rev. Lett.* **73** (3211) (1994).
- [65] D.N. Christodoulides, M.I. Carvalho, Bright dark gray spatial soliton states in photorefractive media, *J. Opt. Soc. Am. B* **12** (1628) (1995).

- [66] C.R. Rosberg, D.N. Neshev, A.A. Sukhorukov, W. Krolikowski, Y.S. Kivshar, Observation of nonlinear self-trapping in triangular photonic lattices, *Opt. Lett.* **32** (397) (**2007**).
- [67] Alessandro Zannotti, *Caustic Light in Nonlinear Photonic Media* (Springer Theses), Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Münster, Germany, September 27, (**2020**).
- [68] D. Shechtman, I. Blech, D. Gratias, J.W. Cahn, Metallic phase with long-range orientational order and no translational symmetry, *Phys. Rev. Lett.* **53** (1951) (**1984**).
- [69] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College, Philadelphia, PA, (**1976**).
- [70] D. Levine, P.J. Steinhardt, Quasicrystals: A new class of ordered structures, *Phys. Rev. Lett.* **53** (2477) (**1984**).
- [71] E. Rotenberg, W. Theis, K. Horn, P. Gille, Quasicrystalline valence bands in decagonal AlNiCo, *Nature* **406** (602) (**2000**).
- [72] B. Freedman, R. Lifshitz, J.W. Fleischer, M. Segev, Phason dynamics in nonlinear photonic quasicrystals, *Nature Materials* **6** (776) (**2007**).
- [73] G. Bartal, O. Cohen, H. Buljan, J. W. Fleischer, O. Manela, and M. Segev, “Brillouin zone spectroscopy of nonlinear photonic lattices,” *Phys. Rev. Lett.* **94**(16), 163902 (**2005**).
- [74] A.L. Jones, Coupling of optical fibers and scattering in fibers, *J. Opt. Soc. Am.* **55** (3) 261 (**1965**).
- [75] S. Somekh, E. Garmire, A. Yariv, H.L. Garvin, R.G. Hunsperger, Channel optical waveguide directional couplers, *Appl. Phys Lett.* **22** (1) 46–47 (**1973**).
- [76] J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve, S.H. Fan, Photonic crystals: putting a new twist on light, *Nature* **386** (6621) 143–149 (**1997**).
- [77] Y.V. Kartashov, V.A. Vysloukh, L. Torner, in: E. Wolf (Ed.), *Soliton Shape and Mobility Control in Optical Lattices*, in: *Progress in Optics*, vol. **52**, Elsevier, pp. 63–148, (**2009**).
- [78] Z. Chen, and K. McCarthy, “Spatial soliton pixels from partially incoherent light,” *Opt. Lett.* **27** (22), 2019–2021, (**2002**).
- [79] Peng Zhang, Robert Egger and Zhigang Chen “Optical induction of three-dimensional photonic lattices and enhancement of discrete diffraction”, *Opt. Express* **17** (15), 13151–13156 (**2009**).
- [80] P. G. Kevrekidis, J. Gagnon, D. J. Frantzeskakis, and B. A. Malomed, “X, Y, and Z waves: extended structures in nonlinear lattices,” *Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys.* **75** (1), 016607 (**2007**).

- [81] H. Leblond, B. A. Malomed, and D. Mihalache, “Three-dimensional vortex solitons in quasi-two-dimensional lattices,” *Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys.* **76** (2), 026604 (2007).
- [82] Z. Chen, and J. Yang, “Controlling light in reconfigurable photonic lattices,” in *Nonlinear Optics and Applications*, H. Abdeldayem and D. O. Frazier, eds. (Research Signpost, 2007).
- [83] I. L. Garanovich, A. Szameit, A. A. Sukhorukov, T. Pertsch, W. Krolikowski, S. Nolte, D. Neshev, A. Tünnemann, and Y. S. Kivshar, “Diffraction control in periodically curved two-dimensional waveguide arrays,” *Opt. Express* **15** (15), 9737–9747 (2007).
- [84] A. Szameit, I. L. Garanovich, M. Heinrich, A. A. Sukhorukov, F. Dreisow, T. Pertsch, S. Nolte, A. Tünnemann, and Y. S. Kivshar, “Polychromatic dynamic localization in curved photonic lattices,” *Nat. Phys.* **5** (4), 271–275 (2009).
- [85] T. J. Alexander, E. A. Ostrovskaya, and Y. S. Kivshar, “Self-trapped nonlinear matter waves in periodic potentials,” *Phys. Rev. Lett.* **96** (4), 040401 (2006).
- [86] B. Saleh and M. Teich, *Fundamentals of photonics* (SPIE, Bellingham, 1992).
- [87] P. Günter and J. P. Huignard ed., *Photorefractive materials and their applications, I i II* (Springer-Verlag, Berlin, 1988, 1989).
- [88] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*, (John Wiley Sons, Inc. New York, 1993).
- [89] P. Yeh, Photorefractive Phase Conjugators, *IEEE* **80**, 436 (March 1992).
- [90] J. Feinberg, Photorefractive Nonlinear Optics, *Phys. Today.*, **46** (October 1988).
- [91] Brittany Lynn, Pierre-Alexandre Blanche, Nasser Peyghambarian, Photorefractive Polymers for Holography, *Polym. Sci., Part B: Polym. Phys.* **52**, 193–231, (2014).
- [92] Dalton LR, Günter P, Jazbinsek M, Kwon O-P, Sullivan PA. Photorefractive effect and materials. In: *Organic Electro-Optics and Photonics: Molecules, Polymers, and Crystals*. Cambridge University Press; 250-281 (2015).
- [93] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, and K. Nassau, Optically Induced Refractive Index Inhomogenities in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$, *Appl. Phys. Lett.* **9**, 72 (1966).
- [94] F. S. Chen, J. T. LaMacchia, and D. B. Fraser, Holographic storage in Litiumniobate, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 223 (1968).
- [95] D. M. Pepper, J. Feinberg, and N. V. Kukhtarev, The Photorefractive Effect, *Sci. Amer.*, **34** (october 1990).

- [96] Buse K. Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals I: Models and experimental methods. *Appl Phys B* **64** (273), (1997).
- [97] Stepken A. Optische räumliche Solitonen in photorefraktiven Kristallen. Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2001).
- [98] Kukhtarev N, Markov V, Odulov S, Soskin M, Vinetskii V., Holographic storage in electrooptic crystals. I. steady state. *Ferroelectrics*, Vol. **22**, pp. 949-960 (1979).
- [99] Boyd R. W. Nonlinear optics, 3rd edn. Academic Press, Amsterdam, (2008).
- [100] Zozulya A. A., Anderson D. Z., Propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an externally applied electric field. *Phys. Rev. A* **51** (2) 1520-1531 (1995).
- [101] D. N. Christodoulides, and M. J. Carvalho, Bright, dark and gray spatial soliton states in photorefractive media, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1628 (1995).
- [102] Jadranka M. Vasiljević, Prostiranje, lokalizacija i kontrola svetlosti u Matjeovim rešetkama, doktorska disertacija Beograd, septembar (2020).
- [103] K. Megumi, H. Kozuka, M. Kobayashi, Y. Furuhashi: *Appl. Phys. Lett.* **30**, 631 (1977).
- [104] L. I. Ivleva, N.V. Bogodaev, N. M. Polozkov, V. V. Osiko, *Optical Materials* **4** (2-3), 168 (1995).
- [105] Yi Li, Jian Liu, Yufei Chen, Xinmiao Zhang, Xuejin Wang, Funing Wang, Wenbin Su, Jichao Li, Chunlei Wang, Oxygen vacancy induced strong anisotropy of the thermoelectric properties of strontium barium niobate, *Computational Materials Science* **155**, (393-399) (2018).
- [106] P. B. Jamieson, S. C. Abrahams, J. L. Bernstein, Ferroelectric tungsten bronze-type crystal structures I. Barium strontium niobate $Ba_{0.27}Sr_{0.75}Nb_2O_{5.78}$, *J. Chem. Phys.* **48** 5048–5057, (1968).
- [107] M. P. Trubelja, E. Ryba, D. K. Smith, A study of positional disorder in strontium barium niobate, *J. Mater. Sci.* **31** 1435–1443, (1996).
- [108] T. S. Chemaya, B. C. Maksimov, T. R. Volk, L. I. Ivleva, V. I. Simonov, Atomic structure of $Sr_{0.75}Ba_{0.25}Nb_2O_6$ single crystal and composition structure-property relation in $(Sr, Ba)Nb_2O_6$ solid solutions, *Phys. Solid State* **42** 1716–1721, (2000).
- [109] T. S. Chernaya, M. O. Marychev, V. A. Ivanov, N. J. Ivanov, E. V. Chuprunov, L. I. Ivleva, V. I. Simonov, Structural conditionality for the quadratic nonlinear susceptibility of $Sr_{1-x}Ba_xNb_2O_6$ crystals, *Crystallogr. Rep.* **52** 1056–1060 (2007).

- [110] G. M. Kuz'micheva, L. I. Ivleva, I. A. Kaurova, V. B. Rybakov, Structural peculiarities and point defects of undoped and Cr- and Ni-doped $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$ crystals, *Acta Mater.* **70** 208–217 (**2014**).
- [111] I.A. Kaurova, G.M. Kuz'micheva, L.I. Ivleva, V.V. Chernyshev, V.B. Rybakov, E.N. Domoroshchina, X-ray powder diffraction methods for the determination of composition and structural parameters of Cr- and Ni-doped $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$ crystals, *J. Alloys Compd.* **638** 159–165, (**2015**).
- [112] Bernd Terhalle, Controlling Light in Optically Induced Photonic Lattices, (Springer Theses), Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Münster, Germany, September, (**2010**).
- [113] D. Kip, S. Aulkemeyer, K. Buse, F. Mersch, R. Pankrath, E. Krätzig, *Phys. Stat. Sol. A*, **154**, K5 (**1996**).
- [114] T. Schwartz, G. Bartal, S. Fishman, and M. Segev, *Nature* **446**, 52 (**2007**).
- [115] M. Boguslawski, N. M. Lučić, F. Diebel, D. V. Timotijević, C. Denz, and D. M. Jović Savić, *Optica* **3** (7), 711 (**2016**).
- [116] J. M. Vasiljević, A. Zannotti, D.V. Timotijević, C. Denz, and D. M. Jović Savić, *Phys. Rev. A* **96**, 023840, (**2017**).
- [117] J. A. Davis, D. M. Cottrell, J. Campos, M. J. Yzuel, I. Moreno, *Applied Optics*, **38**, 5004 (**1999**).
- [118] E. Otte, C. Schlickriede, C. Alpmann, and C. Denz, *Proc. SPIE* 9379, 937908 (**2015**).
- [119] G. H. Weiss, A.A. Maradudin, *J. Math. Phys.* **3**, 771 (**1962**).
- [120] P. St.J. Russell, T. A. Birks, Hamiltonian optics of nonuniform photonic crystals. *J. Lightwave Technol.* **17**, 1982–1988 (**1999**).
- [121] R. Beravat, G. K. L. Wong, M. H. Frosz, X. Ming Xi, P. St.J. Russell, Twist-induced guidance in coreless photonic crystal fiber: A helical channel for light, *Science Advance*, **2** e1601421 (**2016**).
- [122] P. St. J. Russell, *J. Lightwave Technol.* **24**, 4729 (**2006**).
- [123] W. Shin, Y. L. Lee, B. A. Yu, Y. C. Noh, K. Oh, *Opt. Commun.* **282**, 3456 (**2009**).
- [124] V. M. Churikov, V. I. Kopp, A. Z. Genack, *Opt. Lett.* **35**, 342 (**2010**).
- [125] T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **22**, 961 (**1997**).
- [126] Russell P. St. J., Beravat R., Wong G. K. L., Helically twisted photonic crystal fibres, *Philos. Trans. R. Soc. A* **375** 20150440, (**2017**).

- [127] G. K. L. Wong, M. S. Kang, H. W. Lee, F. Biancalana, C. Conti, T. Weiss, P. St. J. Russell, Excitation of Orbital Angular Momentum Resonances in Helically Twisted Photonic Crystal Fiber, *Science* **337** (6093), 446-449, (2012).
- [128] X. Zeng, P. ST.J. Russell and B. Stiller, Frequency conversion of vortex states by chiral flexural acoustic phonons, *Photonics Research* **13** 7 (2025).
- [129] Philip St.J. Russell and Yang Chen, Localization of Light in Multi-Helical Arrays of Discrete Coupled Waveguides, *Laser Photonics Rev.* **17**, 2200570 (2022).
- [130] Miroslav M. Petroski, Dejan V. Timotijević, Dragana M. Jović Savić, Jadranka M. Vasiljević, Head-on excitation of tilted solitons by fragmented Bessel beams, *Chaos Solitons & Fractals*, **202** 117434 (2026).
- [131] Jadranka M. Vasiljević, Miroslav M. Petroski, Dejan V. Timotijević, Dragana M. Jović Savić, Surface-Distributed Twisted Beams Nonlinearly Induced by Nondiffracting Beams, *ACS Applied Optical Materials*, **4**(2), 352-359, (2026).
- [132] Zannotti, A.; Vasiljević, J. M.; Timotijević, D. V.; Jović Savić, D. M.; Denz, C.; Visualizing the Energy Flow of Tailored Light. *Advanced Optical Materials* **6** 1701355, (2018).
- [133] Sztul, H.; Alfano, R. The Poynting vector and angular momentum of Airy beams. *Opt. Express* **16** 9411–9416, (2008).
- [134] Born, M.; Wolf, E. *Principles of Optics*, 7th ed.; Cambridge University Press, (1999).
- [135] Shu Jia and Jason W. Fleischer, Nonlinear light propagation in rotating waveguide arrays, *Phys. Rev. A*, **79** 041804, doi: 10.1103/PhysRevA.79.041804, Apr (2009).
- [136] M. Thiel, H. Fischer, G. von Freymann, and M. Wegener, Three-dimensional chiral photonic superlattices. *Optics Letters*, **35**(2) 166, doi: 10.1364/OL.35.000166, January (2010).
- [137] Fangwei Ye and Xianfeng Chen, Optical vortex converter with helical-periodically poled ferroelectric crystal, *Optics Express*, **19** 11591–11596, doi: 10.1364/OE.19.011591, (2011).
- [138] A. Ž. Tomović, I. J. Vlaović Mitić, V. P. Jovanović, D. V. Timotijević, and D. M. Jović Savić. Assembling of truncated deterministic aperiodic lattices with defects using weber beams. *Optical Materials*, **57** 116334, doi: 10.1016/j.optmat.2024.116334, (2024).
- [139] J. V. Vasiljević, A. Zannotti, D. V. Timotijević, C. Denz, and D. M. Jović Savić. Creating aperiodic photonic structures by synthesized mathieu-gauss beams. *Phys. Rev. A*, **96** 023840, doi: 10.1103/PhysRevA.96.023840, (2017).
- [140] Hechong Chen, Zihan Liu, Shengdi Lian, Qingying Quan, Boris A. Malomed, Shuobo Li, Yong Zhang, Huagang Li, and Dongmei Deng. Tunable beam splitting via photorefractive nonlinearity and its applications in chiral waveguide induction and vortex generation. *Chaos, Solitons & Fractals*, **183** 114936, doi: 10.1016/j.chaos.2024.114936 (2024).

Biografija

Miroslav Petroski rođen je u Gostivaru, nekadašnje S. R. Makedonije u S. F. R. Jugoslaviji 14 septembra, 1970. Osnovnu kao i srednju školu, gimnaziju prirodno-matematički smer sa računarima završio je u Gostivaru 1989. Fizički fakultet Univerziteta u Beogradu upisao je 1989 godine, pa odlazi na odsluženje vojnog roka u JNA. Studije nastavlja od oktobra 1990 godine na smeru teorijska i eksperimentalna fizika. Diplomira 1997 godine sa temom: **Dvotalasno lasersko mešanje sa varijabilnom modulacionom dubinom u fotorefraktivnim kristalima**, pod mentorstvom profesora Milana Petrovića, u grupi koju vodi profesor Milivoj Belić, na Institutu za fiziku u Zemunu. Postdiplomske studije upisuje 1998 godine na smeru Teorija kondenzovanog stanja materije, na Fizičkom fakultetu Univerziteta u Beogradu. Magistarski rad je odbranio 2007 sa temom: **Vrtlozi i klasteri optičkih solitona u saturabilnim Keer-ovim sredinama sa korenom nelinearnošću**, pod mentorstvom profesora Milana Petrovića i profesora Milivoja Belića.

Školske godine 2023/2024 upisuje doktorske studije na smeru Fizika kondenzovane materije i statistička fizika na Fizičkom fakultetu Univerziteta u Beogradu. U okviru istraživanja za doktorsku disertaciju radi pod mentorstvom dr Dragane Jović Savić naučnog savetnika Instituta za fiziku, dr Dejana Timotijevića naučnog savetnika, Instituta za Multidisciplinarna istraživanja i dr Jadranke Vasiljević naučnog saradnika Instituta za fiziku u Beogradu.

Od 2000 godine radi kao profesor fizike u nekoliko srednjih škola u Gostivaru. Saradnju sa istraživačkom grupom za nelinearnu fotoniku Instituta za fiziku, Univerziteta u Beogradu nije prekidao. Autor je nekoliko naučnih radova kao i nekoliko radova iz oblasti obrazovanja.

Oblast interesovanja su nelinearni dinamički sistemi, posebno u oblasti nelinearne optike. Fokus trenutnog istraživanja je koncentrisan na fotorefraktivne kristale, tačnije na istraživanja stabilnosti složenih solitonskih prstenastih struktura, kao i modulisanih struktura u obliku ogrlica, u zapreminskim nelinearnim sredinama i strukturirane svetlosti. Predmet posebnog interesovanja su nelinearni dinamički sistemi u fizici kondenzovanog stanja materije, zatim teme iz kvantne mehanike i optike kao i fizike čvrstog stanja, kao i interesovanje za numerička modelovanja kompleksnih sistema, sa nelinearnim interakcijama u različitim oblastima. Ima veliko iskustvo sa kompjuterskim simulacijama složenih laserskih sistema, kao i korišćenje različitih algoritama i aplikacija. Nije mali interes za biofiziku i medicinsku fiziku.

Radeći kao profesor u srednjoj školi stekao je odlično iskustvo kao predavač i popularizator nauke. Postigao je sa svojim djacima vrhunske rezultate na raznim takmičenjima. Učestvovao je sa svojim radovima na nekoliko međunarodnih konferencija iz oblasti obrazovanja.

Izjava o autorstvu

Ime i prezime autora _____

Broj indeksa _____

Izjavljujem

Da je doktorska disertacija pod naslovom:

rezultat sopstvenog istraživackog rada; da disertacija u celini ni u delovima nije bila predložena za sticanje druge diplome prema studijskim programima drugih visokoškolskih ustanova; da su rezultati korektno navedeni i da nisam kršio autorska prava i koristio intelektualnu svojinu drugih lica.

U Beogradu,

Potpis autora

Izjava o istovetnosti štampane i elektronske verzije doktorskog rada

Ime i prezime autora _____

Broj indeksa _____

Studijski program _____

Naslov rada _____

Mentor _____

Izjavljujem da je štampana verzija mog doktorskog rada istovetna elektronskoj verziji koju sam predao radi pohranjivanja u **Digitalnom repozitorijumu Univerziteta u Beogradu**. Dozvoljavam da se objave moji licni podaci vezani za dobijanje akademskog naziva doktora nauka, kao što su ime i prezime, godina i mesto rođenja i datum odbrane rada. Ovi licni podaci mogu se objaviti na mrežnim stranicama digitalne biblioteke, u elektronskom katalogu i u publikacijama Univerziteta u Beogradu.

U Beogradu,

Potpis autora

Izjava o korišćenju

Ovlašćujem Univerzitetsku biblioteku "Svetozar Marković" da u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Beogradu unese moju doktorsku disertaciju pod naslovom:

koja je moje autorsko delo. Disertaciju sa svim priložima predao sam u elektronskom formatu pogodnom za trajno arhiviranje.

Moju doktorsku disertaciju pohranjenu u Digitalnom repozitorijumu Univerziteta u Beogradu i dostupnu u otvorenom pristupu mogu da koriste svi koji poštuju odredbe sadržane u odabranom tipu licence Kreativne zajednice (Creative Commons) za koju sam se odlucio.

1. Autorstvo (CC BY)
2. Autorstvo - nekomercijalno (CC BY-NC)
3. Autorstvo - nekomercijalno - bez prerada (CC BY-NC-ND)
4. Autorstvo - nekomercijalno - deliti pod istim uslovima (CC BY-NC-SA)
5. Autorstvo - bez prerada (CC BY-ND)
6. Autorstvo - deliti pod istim uslovima (CC BY-SA)

(Molimo da zaokružite samo jednu od šest ponudjenih licenci. Kratak opis licenci je sastavni deo ove izjave).

U Beogradu,

Potpis autora

1. **Autorstvo.** Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence, čak i u komercijalne svrhe. Ovo je najslobodnija od svih licenci.
2. **Autorstvo - nekomercijalno.** Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela.
3. **Autorstvo - nekomercijalno - bez prerada.** Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, bez promena, preoblikovanja ili upotrebe dela u svom delu, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela. U odnosu na sve ostale licence, ovom licencom se ograničava najveći obim prava korišćenja dela.
4. **Autorstvo - nekomercijalno - deliti pod istim uslovima.** Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence i ako se prerada distribuira pod istom ili sličnom licencom. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela i prerada.
5. **Autorstvo - bez prerada.** Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, bez promena, preoblikovanja ili upotrebe dela u svom delu, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence. Ova licenca dozvoljava komercijalnu upotrebu dela.
6. **Autorstvo - deliti pod istim uslovima.** Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence i ako se prerada distribuira pod istom ili sličnom licencom. Ova licenca dozvoljava komercijalnu upotrebu dela i prerada. Slična je softverskim licencama, odnosno licencama otvorenog koda.