

UNIVERZITET U BEOGRADU
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Petra P. Beličev

**PROSTIRANJE SVETLOSTI U
KOMPLEKSNIM FOTONSKIM REŠETKAMA
SA ZASIĆUJUĆOM NELINEARNOŠĆU**

doktorska disertacija

Beograd, 2012.

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING

Petra P. Beličev

**PROPAGATION OF LIGHT IN
COMPLEX PHOTONIC LATTICES
WITH SATURABLE NONLINEARITY**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2012.

Mentor:

redovni profesor, dr Vitomir Milanović, Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

Članovi komisije:

1. viši naučni saradnik, dr Milutin Stepić, Univerzitet u Beogradu, Institut za nuklearne nauke "Vinča"
2. redovni profesor, dr Vitomir Milanović, Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet
3. vanredni profesor, dr Jelena Radovanović, Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet
4. naučni savetnik, dr Ljupčo Hadžievski, Univerzitet u Beogradu, Institut za nuklearne nauke "Vinča"
5. redovni profesor, dr Jovan Radunović, Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet
6. vanredni profesor, dr Jovan Elazar, Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

Datum odbrane: 17.05.2012.

Imajući u vidu stih jedne pesme koji glasi: "Zahvalnost je stanovište kojim pokazujete da znate šta imate.", želela bih da jednostavnom zahvalnicom pomenem sve koji su mi, neposredno ili posredno, pomogli pri izradi ove disertacije.

Na prvom mestu želela bih da se zahvalim dr Milutinu Stepiću na interesantnoj temi koju mi je predložio, kao i na ukazanoj pomoći, strpljenju i brojnim savetima koji su bili od izuzetnog značaja tokom istraživanja i izrade doktorske teze.

Veliku zahvalnost dugujem dr Ljupču Hadžievskom na korisnim komentarima i smernicama, kao i na neverovatnom optimizmu zbog kojeg se ništa ne čini nedostižnim i dalekim. Jedno veliko hvala dugujem i dr Aleksandri Maluckov, čija su stručnost i mnogobrojne sugestije pomogle da "idem dalje". Moj istraživački rad ne bi bio potpun da nije bilo izvanredne saradnje sa prof. Vitomirovom Milanovićem i dr Jelenom Radovanović, profesorima sa Elektrotehničkog fakulteta uz koje sam i krenula u istraživačke vode.

Ovom prilikom želela bih da pomenem prof. Detlefa Kipa (Detlef Kip), dr Feng Čena (Feng Chen) i Andreja Kanšua (Андреј Кану), kao i ostale saradnike istraživačkih grupa u Nemačkoj i Kini koji su doprineli da se teorijski rezultati predstavljani u ovoj tezi potvrde i eksperimentalno.

Zahvalnost dugujem i sjajnim kolegama i, pre svega, prijateljima: dr Goranu Gligoriću (koji je uvek bio spreman za diskusiju i nikada se nije požalio na more postavljenih pitanja), Neveni Raičević, Aleksandru Daničiću, Mariji Petrović, dr Jovani Petrović, Sabini Ramović, dr Slobodanu Zdravkoviću i teta Anđi, na velikoj podršci i timskom radu, zbog čega sam ponosna što sam deo ove grupe.

Želela bih da izrazim najdublju zahvalnost svojim roditeljima, sestri Tei i Mladenu na stalnoj ljubavi, razumevanju i obrabrivanju da istrajem. I za sam kraj, posebno hvala dugujem velikom prijatelju i kolegi dr Igoru Iliću, na konstantnoj podršci i pomoći koju mi je pružao tokom svih godina našeg poznanstva.

Petra Beličev

PROSTIRANJE SVETLOSTI U KOMPLEKSNIM FOTONSKIM REŠETKAMA SA ZASIĆUJUĆOM NELINEARNOŠĆU

Rezime - U ovoj disertaciji teorijski i eksperimentalno su analizirani linearni i nelinearni efekti koji prate prostiranje vidljive laserske svetlosti kroz različite jednodimenzionalne (1D) fotonske rešetke napravljene od materijala sa zasićujućom (saturacionom) nelinearnošću, kao što je, na primer, litijum niobat (LiNbO_3). Zbog nelinearnog odziva kakvim se odlikuju ovakvi materijali, moguće je formiranje stabilnih prostornih lokalizovanih struktura na granicama između dve uniformne rešetke istih, odnosno različitih perioda, kao i unutar binarnih superrešetki, kako u nelinearnom režimu, tako i u linearnom kada do lokalizacije dolazi u okolini defekta. U doktorskoj tezi razvijeni su odgovarajući matematički modeli i primenjene različite numeričke metode za dobijanje odgovarajućih rezultata, dok su neki od rezultata potvrđeni i eksperimentalno u nelinearnim 1D fotonskim rešetkama proizvedenim u LiNbO_3 . Korišćeni matematički modeli zasnovani su na sistemima spregnutih diferencno-diferencijalnih jednačina, tačnije 1D diskretnim nelinearnim Šredingerovim (Schrödinger) jednačinama sa nelinearnostima Kerovog (Kerr) i zasićujućeg tipa, dok je stabilnost dobijenih rešenja ispitivana primenom metoda linearne analize stabilnosti. Za rešavanje stacionarnih i dinamičkih jednačina izloženih u tezi, korišćene su numeričke metode pod nazivom Gaus-Njutnova metoda (*Gauss-Newton*) i Runge-Kuta (*Runge-Kutta*) metoda, respektivno. Dobijeni numerički i eksperimentalni rezultati pokazuju da prisustvo defekta utiče na formiranje lokalizovanih modova kako u nelinearnom, tako i u linearnom režimu, tj. pri malim upadnim snagama nedovoljnim za ispoljavanje nelinearnog odziva sredine. Rezultati pokazuju da pored pojave linearnih lokalizovanih stanja, u nelinearnom režimu dolazi do narušavanja simetrije lokalizovanih rešenja kada su ispunjeni odgovarajući uslovi. U slučaju prostiranja svetlosti kroz binarne superrešetke, rezultati ukazuju na postojanje novih tipova lokalizovanih rešenja, kao i otvaranje dodatnog procepa u zonskoj strukturi posmatrane rešetke. Pored ovoga, prikazani su i numerički rezultati dobijeni analizom međusobnih interakcija solitonskih rešenja, kao i ispitivanjem osobina modova lokalizovanih na površini rešetke.

Ključne reči: Nelinearni optički talasovodi, Optički solitoni, Lokalizovani modovi, Nelinearna dinamika solitona, Optički prekidači, Optički uređaji

Naučna oblast: Elektrotehnika

UDK broj: 621.3

PROPAGATION OF LIGHT IN COMPLEX PHOTONIC LATTICES WITH SATURABLE NONLINEARITY

Summary - In this dissertation the linear and nonlinear effects accompanying the propagation of visible laser light through a different one-dimensional (1D) photonic lattices made of material with a saturable nonlinearity, such as, for example, lithium niobate (LiNbO₃) are both investigated, theoretically and experimentally. Due to the nonlinear response of these materials to the intensity of incident radiation, the light passing through the photonic lattice causes local change in the refractive index, providing necessary conditions for the formation of stable localized spatial structures at the interfaces between two uniform lattices of the same or different periods, and also within the binary superlattices, in the nonlinear regime, as well as in the linear regime when the localization occurs in the vicinity of the defect. In this dissertation, appropriate mathematical models are developed and various numerical methods for obtaining the relevant results are applied. Some of the results have been confirmed experimentally in 1D nonlinear photonic lattices fabricated in LiNbO₃. Mathematical models are based on systems of coupled difference- differential equations, namely the 1D discrete nonlinear Schrödinger equation with the nonlinear term of Kerr and saturable type, while the stability of the obtained solutions was investigated using the method of linear stability analysis. To solve stationary and dynamic equations presented in this dissertation, numerical methods such as the Gauss-Newton and Runge-Kutta methods are performed, respectively. The obtained numerical and experimental results show that the presence of the defect affects the formation of localized modes in the nonlinear, as well as in the linear regime, i.e. for intensities insufficient for the manifestation of the nonlinear response of the medium. Furthermore, the results indicate to the possible appearance of the symmetry breaking of the mode profiles of certain nonlinear localized solutions when appropriate conditions are met. In the case of light propagation through binary superlattices, results show the emergence of new types of localized solutions and the opening of an additional gap in the observed energy spectrum of the lattice. Additionally, numerical results obtained by analyzing the mutual interaction of soliton solutions, as well as examining the properties of localized modes at the surface of the lattice, are presented as well.

Keywords: Nonlinear optical waveguides, Optical solitons, Localized modes, Nonlinear dynamics of solitons, Optical switches, Optical devices

Scientific field: Electrical engineering

UDC code: 621.3

Sadržaj

1	Uvod.....	1
2	O fotoniskim strukturama	3
2.1	Prirodne ftonske strukture.....	3
2.2	Veštačke ftonske strukture.....	4
2.3	Zonski spektar u 1D ftonskim kristalima.....	8
2.4	Linearna svojstva rešetki talasovoda	11
	• Teorija spregnutih modova (<i>Coupled mode theory</i>).....	12
	• <i>Floke-Blochov formalizam</i>	15
3	Nelinearni efekti u rešetkama talasovoda	18
3.1	O nelinearnim sistemima.....	18
3.2	Kerova i zasićujuća nelinearnost	19
3.3	Matematički model nelinearnog prostiranja talasa kroz 1D rešetke talasovoda	23
3.4	Optički solitoni –nelinearne lokalizovane strukture.....	25
3.4.1	Izgled nelinearnih lokalizovanih struktura	29
3.4.2	Stabilnost nelinearnih lokalizovanih struktura.....	30
3.4.3	Interakcije solitona u optičkim rešetkama.....	32
4	Prostiranje svetlosti u 1D rešetkama talasovoda sa defektom	35

4.1	Uticao defekta na prostiranje svetlosti u fotonskim kristalima.....	35
4.2	Defektni modovi u nelinearnoj uniformnoj 1D rešetki talasovoda.....	37
4.2.1	Model.....	37
4.2.2	Numerički i eksperimentalni rezultati.....	48
4.3	Lokalizacija polja u nelinearnoj asimetričnoj 1D rešetki talasovoda.....	54
4.3.1	Model.....	54
4.3.2	Numerički i eksperimentalni rezultati.....	57
5	Optički solitoni u binarnim 1D rešetkama talasovoda..	65
5.1	Zonska struktura binarnih 1D rešetki talasovoda.....	65
5.2	Prostiranje svetlosti kroz 1D binarne rešetke talasovoda sa zasićujućom nelinearnošću i naizmeničnom promenom rastojanja između talasovoda.....	66
5.2.1	Model.....	66
5.2.2	Numerički i eksperimentalni rezultati.....	69
6	Zaključak	86
7	Literatura	90

1 Uvod

Fotonski kristali predstavljaju specijalnu vrstu optičkih talasovoda u kojima je moguće potpuno kontrolisati prostiranje svetlosti promenom parametara posmatranog sistema, kao što su indeks prelamanja sredine i period rešetke. Kao posledica periodičnosti sistema mogu se definisati odgovarajuće zonske strukture s dozvoljenim i zabranjenim zonama za prostiranje svetlosti, slične onim koje se javljaju u fizici čvrstog stanja za elektrone koji se kreću kroz kristalnu rešetku. U zavisnosti od strukture fotonskih kristala postoje jednodimenzionalni (1D), dvodimenzionalni (2D) i trodimenzionalni (3D) fotonski kristali. S povećavanjem dimenzionalnosti sistema usložnjava se i zonski spektar strukture, što s druge strane povećava mogućnost kontrolisanja svetlosti koja se prostire.

1D fotonski kristali predstavljaju rešetke sačinjene od međusobno paralelnih optičkih talasovoda koji su na takvom rastojanju da je omogućeno slabo (linearno) sprezanje između susednih elemenata rešetke. U takvim periodičnim sistemima se javljaju efekti Bloh-ovih oscilacija, diskretne difrakcije i različitih lokalizovanih struktura, a koji nisu mogući u uniformnim sistemima. Uz dodatno prisustvo nelinearnosti u ovakvim sredinama može doći i do formiranja prostorno lokalizovanih struktura - solitona, bilo unutar polubeskonačne zabranjene zone (diskretnih solitona), bilo unutar zabranjenih zonskih procepa (tzv. *gap* solitona).

Različita geometrija fotonskih sistema bitno utiče na tip lokalizovanih rešenja koja se mogu pojaviti u posmatranim fotonskim rešetkama. Neki od primera 1D fotonskih rešetki su rešetke s defektom i binarne rešetke. Defekti u fotonskim rešetkama predstavljaju nepravilnosti u periodičnosti rešetke. Mogu nastati kao posledica spajanja dve (ne obavezno identične) rešetke talasovoda čije se međusobno rastojanje može kontrolisati tokom proizvodnog procesa. Binarne rešetke predstavljaju posebnu vrstu superrešetki u kojima se naizmenično menja ili širina talasovoda u rešetki (pri čemu rastojanje između talasovoda ostaje isto) ili rastojanje između talasovoda, pri čemu se širina talasovoda rešetke zadržava konstantom.

Predmet ove disertacije je ispitivanje linearnih i nelinearnih efekata koji prate prostiranje vidljive laserske svetlosti kroz različite (1D) fotonske rešetke napravljene od materijala sa zasićujućom (saturacionom) nelinearnošću, kao što je, na primer, litijum niobat (LiNbO_3). Usled nelinearnog odziva ovakvih materijala na intenzitet upadnog zračenja, prolaskom svetlosti kroz fotonsku rešetku dolazi do lokalne promene indeksa prelamanja sredine, pri čemu se ostvaruju uslovi za lokalizaciju svetlosti duž rešetke.

Cilj istraživanja bio je ispitivanje i određivanje uslova koji omogućavaju formiranje stabilnih prostornih lokalizovanih struktura u nelinearnom režimu na granicama između dve uniformne rešetke istih, odnosno različitih perioda i unutar binarnih superrešetki, kao i ispitivanje uslova pod kojima je moguća lokalizacija energije u linearnom režimu unutar rešetki koje u sebi sadrže defekt. Osobine prostornih solitona u pomenutim sistemima analizirane su analitički i numerički, dok je deo rezultata potvrđen i eksperimentalno.

Druga glava teze sadrži uvod u osnove fotonskih sistema, kao i hronološki pregled dosadašnjih rezultata postignutih u oblasti prostiranja svetlosti u fotonskim rešetkama, pre svega 1D rešetkama talasovoda. U ovoj glavi akcentat je stavljen na opis zonske strukture 1D rešetki talasovoda i njenog uticaja na linearno prostiranje svetlosti.

Treća glava teze obuhvata uvod u osnove nelinearnih sistema (pre svega 1D rešetki talasovoda s Kerovom (Kerr) i zasićujućom nelinearnošću) i opis lokalizacije energije u formi prostorno nepromenljive strukture – solitona, koja se može javiti u ovakvim sredinama. Pored hronološkog

pregleda vezanog za istraživanja koja se bave fenomenima solitona, predstavljeni su odgovarajući matematički modeli kojima su opisani pomenuti nelinearni sistemi, data je klasifikacija solitona, uvedeni su kriterijumi po kojima se ispituje stabilnost solitona i opisani su fenomeni koji nastaju pri interakcijama solitona.

U četvrtoj glavi predstavljeni su odgovarajući diskretni modeli kojima su opisane 1D rešetke (uniformna i asimetrična) koje u sebi sadrže defekt. Dobijeni numerički i eksperimentalni rezultati pokazuju da prisustvo defekta utiče na formiranje lokalizovanih modova kako u nelinearnom, tako i u linearnom režimu, tj. pri malim upadnim snagama nedovoljnim za ispoljavanje nelinearnog odziva sredine. Rezultati pokazuju da pored pojave linearnih lokalizovanih stanja, u nelinearnom režimu dolazi do narušavanja simetrije lokalizovanih rešenja kada su ispunjeni odgovarajući uslovi.

U petoj glavi teze dat je diskretan matematički model kojim je opisana binarna rešetka sa zasićujućom nelinearnošću kod koje postoji naizmenična promena rastojanja među talasovodima, dok je širina talasovoda konstantna. Numerički i eksperimentalni rezultati pokazuju pojavu novih tipova lokalizovanih rešenja, kao i otvaranje dodatnog procepa u zonskoj strukturi posmatrane rešetke. Pored ovoga, prikazani su i numerički rezultati dobijeni analizom međusobnih interakcija solitonskih rešenja, kao i ispitivanjem osobina modova lokalizovanih na površini rešetke.

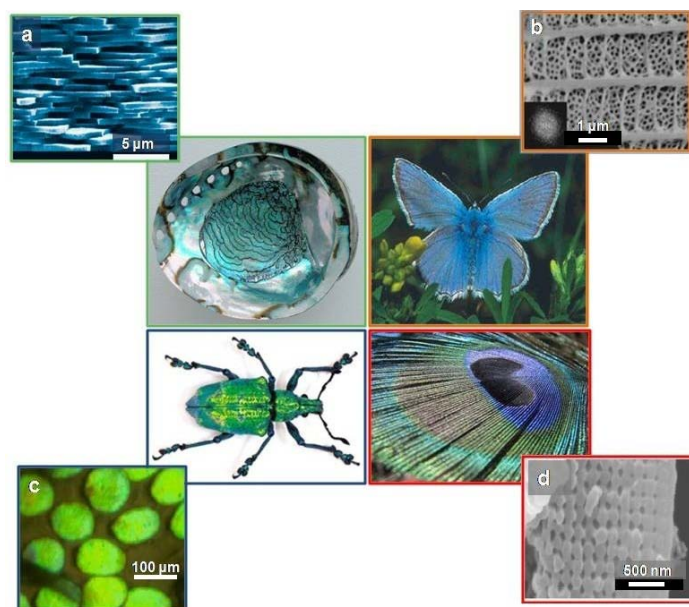
U šestoj glavi teze sažeti su najbitniji zaključci u vezi s rezultatima iznesenim u radu.

2 O fotonskim strukturama

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 je 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 izvođenjima.

2.1 Prirodne fotonske strukture

Jedan od najvećih majstora na polju optike je sigurno Priroda. Mnogi organizmi imaju sposobnost obojenja (iridiscencije) koristeći fenomene interferencije, odbijanja ili difrakcije svetlosti o 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 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 utiće na pojavu mnoštva optičkih efekata [1,2,3,4,5].



Slika 1.1: Primeri prirodnih fotonskih kristala (a) sedefasta školjka (*Haliotis rufescens*) [6], (b) plavi leptir (*Polyommatus daphnis*) s planine Elbrus [7], (c) brazilska buba (*Lamprocyphus augustus*) - prirodni "šampion" u kategoriji najbolje fotonske strukture [8] i (d) paunovo pero [9], s mikroskopskim prikazom delova površine odgovarajućih jedinki.

Istraživanja fenomena iridiscencije su veoma stara. U vremenima kada su čuda nanotehnologija bila neshvatljiva, brojni fizičari su se okretali prirodi i koristeći se intuicijom, pokušavali da prepoznaju i fenomenološki objasne optičke strukture koje nisu bili u mogućnosti da vide. Jedan od pionira u oblasti mikroskopije Robert Huk (Robert Hook) je 1665. godine u svojoj knjizi *Micrographia* opisao fenomen iridiscencije na primeru insekta *Lepisma saccharinna*, primetivši da je njihova sedefasta boja posledica rasporeda i sastava oklopa koji pokriva njihovo telo [10]. Na primeru paunovog pera, Isak Njutn (Isaac Newton) je dao objašnjenje o poreklu neverovatnih i intenzivnih šara koje ono poseduje, poredeći strukturu pera s nizom tankih transparentnih pločica [11].

Danas su ovakvi sistemi poznati pod nazivom ftonske mikro- i nanostrukture, i poznato je da njihov sastav, geometrija, periodičnost i dimenzije periode reda talasne dužine upadne svetlosti utiču na tip interakcije sa svetlošću, što često rezultuje veoma uskim opsezima učestanosti transmitovane svetlosti čime se postiže visoka čistoća boje i sjaj. Po ugledu na prirodu i s razvojem tehnologije, istraživački timovi uspevaju da naprave veštačke ftonske sisteme različite složenosti, otvarajući novo polje u oblasti optike s velikim potencijalom u praktičnim primenama [12,13,14,15].

2.2 Veštačke ftonske strukture

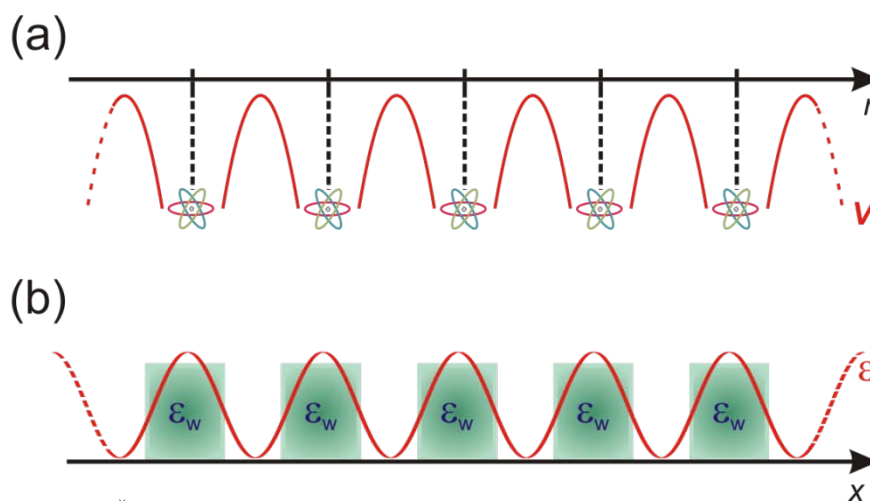
Neobične fenomene koji se ispoljavaju pri prostiranju svetlosti kroz sredinu s periodičnom promenom indeksa prelamanja uvideo je još 1887. godine lord Rejli (Rayleigh) [16]. Prilikom ispitivanja komada stakla čija je površina usled nekorišćenja i hemijske reakcije s okolinom imala izmenjena optička svojstva, Rejli je primetio da se manji deo svetlosnog snopa odbio (reflektovao) o površinu stakla u poređenju sa slučajem kada je upotrebljavao potpuno novo staklo. Kombinujući više ovakvih stakala dizajnirao je sistem kojim je bilo moguće upravljati svetlošću, tj. preteču današnjih struktura koje nazivamo ftonskim kristalima.

Ftonski kristal predstavlja optičku mikro- ili nanostrukturu, s periodičnom promenom indeksa prelamanja. U ovom kontekstu, termin mikro- (nano-) se odnosi na sve strukture čije su dimenzije uporedive s talasnom dužinom upadnog zračenja, a kreću se od nekoliko stotina mikrona naniže. Smanjivanje optičkih sistema na ovako male dimenzije i pojava interesantnih efekata kojima je moguće upravljati jesu potvrda Fejnmanove (Feynman) rečenice da: "Ima dosta prostora tamo dole." [17], misleći upravo na brojne mogućnosti koje se otvaraju u smislu manipulacije signalom, ukoliko se dimenzije posmatrane sredine smanje.

Samo kontrolisanje i ponašanje svetlosti u ovakvim sistemima u mnogome podseća na ponašanje elektrona prilikom kretanja kroz čvrsta tela s kristalnom strukturom [18,19]. Kristalna rešetka, sačinjena od niza atoma i molekula koji se periodično ponavljaju, predstavlja periodični potencijal za elektron koji se kreće kroz kristalnu strukturu [20]. Kretanje elektrona kroz posmatranu kristalnu rešetku uslovljeno je strukturom energijskog spektra sredine, tj. naizmenično raspoređenim dozvoljenim i zabranjenim energijskim intervalima, koje nazivamo energijskim zonama i procepima, respektivno. Na ovaj način je omogućeno kretanje onih elektrona čija energija "upada" u interval dozvoljenih zona, dok je ostatku elektrona prolazak kroz rešetku onemogućen. Ideju o zonskoj strukturi matematički je formulisao Floke (Floquet) 1883. godine, radeći na svojstvenim problemima u periodičnim sistemima. Četiri decenije kasnije, Feliks Bloh (Felix Bloch) proširuje i prenosi Flokeov koncept na problematiku koja proučava kretanje elektrona unutar periodične kristalne rešetke, razvijajući detaljnije pojmove poput zonske

strukture, Floke-Blohovih modova i Brillouinovih (Brillouin) zona [21]. Prvi je Bikov (Bykov), 1972. godine, dao detaljnu i opsežnu teorijsku studiju o uticaju zonske strukture na spontanu emisiju fotona u 1D fotonskim sistemima [22]. Postojanje spektra dozvoljenih i zabranjenih fotonskih zona u 1D i 2D planarnim talasovodima, eksperimentalno potvrđuje Cengerle (Zengerle) 1981. godine [23].

S obzirom na činjenicu da elektroni i fotoni imaju talasno-čestičnu prirodu [24,25], optički analogon kristalnoj rešetki bila bi fotonska rešetka, tj. fotonski kristal. Idejno, ova struktura dosta podseća na kristalnu rešetku, s tim da su atomi i molekuli kristalne rešetke zamenjeni makroskopskim sredinama različitih dielektričnih konstanti, dok je potencijal zamenjen periodičnom dielektričnom funkcijom, odnosno periodičnom funkcijom indeksa prelamanja sredine, što je šematski prikazano na Slici 2.1. Ukoliko su gubici u fotonskom kristalu mali, svetlosni fenomeni koji se mogu uočiti u mnogome podsećaju na one koji su posledica dejstva potencijala kristalne rešetke na elektron.



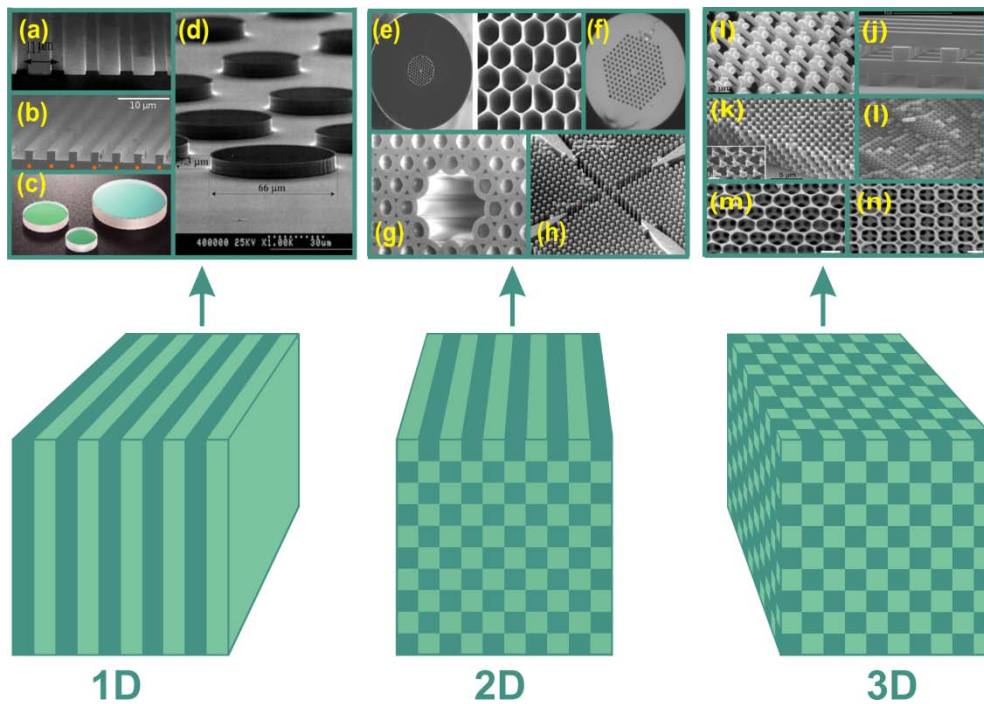
Slika 2.1: Šematski prikaz (a) kristalne rešetke i funkcije potencijala koji je posledica Kulonovih (Coulomb) sila između atoma u rešetki i (b) fotonskog kristala i funkcije dielektrične konstante kao optičkog parametra slojeva fotonske rešetke.

Koristeći se pomenutom analogijom i konceptima razvijenim u fizici čvrstog tela, danas postoje različiti tipovi fotonskih kristala u jednoj, dve i tri dimenzije, čiji je uporedni prikaz šematski dat na Slici 2.2.

Kao što je već pomenuto, prvi 1D fotonski kristal napravio je lord Rejli [26] služeći se slojevitom strukturom kod koje se indeks prelamanja pojedinih slojeva malo razlikovao. Ukoliko svetlosni zrak pada upravno na ovakav optički sistem doći će do destruktivnih interferencija između nadolazećeg svetlosnog talasa i dela svetlosti suprotnog smera kretanja, nastalog usled odbijanja o površine slojeva, kao što je prikazano na Slici 2.3(a). Na ovaj način ostvariće se uslovi za pojavu spektralnog prozora visoke reflektivnosti za upadnu svetlost, što će za posledicu imati sputavanje prolaska pojedinih talasnih dužina kroz sistem, formirajući zonski procep (zabranjenu zonu) u pravcu prostiranja svetlosti za talase pomenute učestanosti. S povećavanjem upadnog ugla svetlosti reflektivnost sistema opada, dok se zonski procep smanjuje, omogućavajući vođenje svetlosti kroz datu strukturu.

Bragovi (Bragg) reflektori i dielektrična ogledala samo su neki od primera 1D fotonskih struktura koji rade po principu opisanog sistema [26,27,28]. Pored njih treba napomenuti i tanke filmove (Slika 2.2(c)) [29,30], dielektrične Fabri-Peroove (Fabry-Perot) filtere [31,32,33], kao i poluprovodnicke lasere s raspodeljenim Bragovim ogledalima (DBR – *Distributed Bragg Reflectors*)

[34] i poluprovodničke lasere s raspodeljenom povratnom spregom (DBF – *Distributed Bragg Feedback*) [35]. Mikroskopske slike tankih filtera i Bragovog ogledala date su na Slici 2.2(c) i 2.2(d), respektivno.



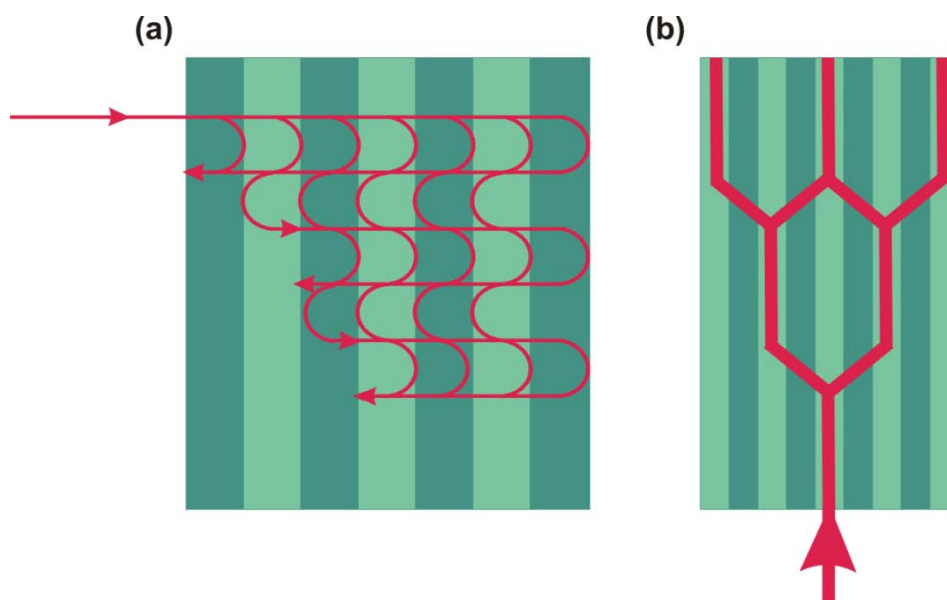
Slika 2.2: Šematski prikaz 1D (a)-(d), 2D (e)-(h) i 3D (i)-(n) fotonških kristala sa mikroskopskim slikama različitih tipova pomenutih struktura. Promena indeksa prelamanja u fotonškim kristalima šematski je predstavljena različitim bojama.

Interesantna karakteristika 1D fotonških kristala jeste ispoljavanje zonskog spektra i u slučaju drugačijeg pravca upadne svetlosti na posmatranu strukturu. Ukoliko svetlosni snop pada na sistem s njegove frontalne strane, kao što je prikazano na Slici 2.3(b), pomenutu strukturu možemo posmatrati kao niz talasovoda, odnosno rešetku talasovoda u kojoj će se svetlost prostirati duž kanala. Tipični primeri 1D rešetki talasovoda prikazani su na Slici 2.2(a) [36] i 2.2(b) [37]. U ovakvoj postavci za fiksiranu talasnu dužinu upadne svetlosti, struktura omogućava prolazak pojedinih talasnih komponenti s odgovarajućom konstantom prostiranja kojom se opisuje promena talasa u pravcu u kom se svetlost prostire [38]. Na ovaj način, formira se zonski spektar koji se odnosi na konstantu prostiranja svetlosnog talasa, podrazumevajući isključivo karakteristiku prostornog prostiranja u sistemu.

Nagli porast interesovanja za složenije fotonške strukture započinje 1987. godine, publikacijama Jablonoviča (Yablonovitch) [39] i Džona (John) [40] koje su usmerile tok mnogobrojnih istraživanja ka fotonškim kristalima u dve i tri dimenzije. Šematski prikaz 2D i 3D fotonških kristala, dat je na Slici 2.2.

Za razliku od 1D fotonških kristala, kod 2D struktura je prostiranje svetlosti kontrolisano u dva pravca što je postignuto periodičnom promenom indeksa prelamanja u dve dimenzije [12]. Tipični predstavnici 2D fotonških kristala su fotonško kristalna optička vlakna (*holey fibers*) koja se već nalaze u komercijalnoj upotrebi (Slika 2.2(e)-2.2(g)) [41]. Postupak proizvodnje "šupljikavih" vlakana se svodi na postavljanje staklenih valjkova u šestougaonu strukturu nakon čega se sistem izlaže zagrevanju i istezanju sve dok se cilindri ne spoje, ostavljajući šupljine ispunjene vazduhom

unutar kojih će biti omogućeno zarobljavanje i vođenje svetlosti. Pored fotonsko kristalnih vlakana 2D fotonske strukture je moguće realizovati i kontrolisanim bušenjem sitnih rupa unutar dielektričnog supstrata koji bi vodio one talasne dužine čije je prostiranje onemogućeno usled dizajna zonske strukture. Primer jedne ovakve strukture je dat na Slici 2.2(h) [42,43] Opisani sistemi predstavljaju pandan električnim kolima na silicijumskim supstratima, s tom razlikom što bi fotonski čipovi bili mnogo manjih dimenzija i bržeg odziva.



Slika 2.3: Uporedni šematski prikaz prostiranja svetlosti kroz (a) Bragov reflektor i (b) rešetku talasovoda. Crvenom bojom je označena upadna svetlost koja u slučaju Bragovog reflektora dolazi s bočne strane na strukturu, dok je kod rešetki talasovoda smer prostiranja upadne svetlosti paralelan s osom talasovoda. Oblasti sa većim indeksom prelamanja označene su svetlijom bojom.

Fotonski kristali u tri dimenzije predstavljaju strukture s tzv. omnidirekionalnim zonskim spektrom, zbog čega je u sistemima ovog tipa moguća kontrola svetlosti u sva tri pravca. Sa stanovišta geometrijske konfiguracije kristalne rešetke postoji ogroman broj vrsta 3D fotonskih kristala. Najznačajniji primeri ovakvih sistema su Jablonovit (Slike 2.2(i) i 2.2(k)) [44], *wood-pile* struktura (Slika 2.2(j)) [45,46], i strukture geometrije opala (Slika 2.2(l)) [47] i inverznog opala (Slike 2.2(m) i 2.2(n)) [48,49]. Izgled kristalne rešetke u pomenutim sistemima geometrijski veoma podseća na kristalnu strukturu dijamanta.

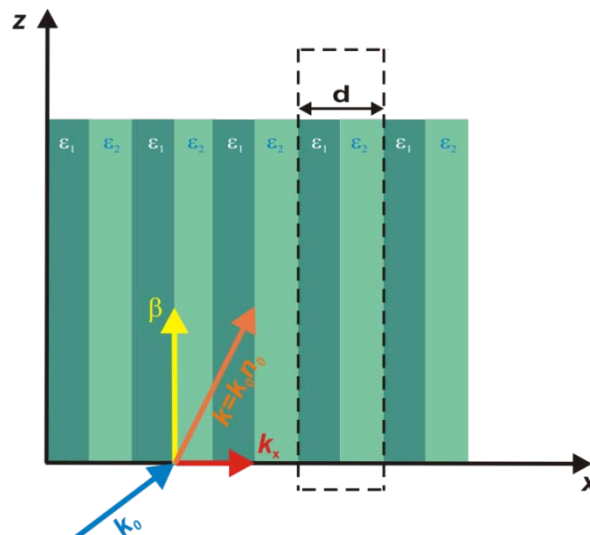
Zbog sposobnosti kontrolisanja upadne svetlosti bilo koje polarizacije, pri bilo kom upadnom uglu, 2D i 3D fotonski kristali predstavljaju glavne kandidate za optičko upravljanje signalima u sveoptičkim mrežama. Interesantno je pomenuti i uticaj defekata na prostiranje svetlosti u fotonskim kristalima, pri čemu se pod defektom smatra bilo lokalna promena indeksa prelamanja sredine, bilo promena dimenzije jednog ili više gradivnih slojeva koji sačinjavaju strukturu. Na ovaj način povećava se broj dozvoljenih modova koji se mogu prostirati kroz sistem, što je dovelo do pojave raznih fotonskih kola u kojima su upravo defekti ti koji diktiraju kretanje svetlosti kroz strukturu [50,51]. Još jedna mogućnost jeste ubacivanje izuzetno tankih metalnih žica u dielektrični fotonski kristal, čime se menja zonski spektar strukture. Pokazuje se da se upotrebom tankih metalnih žica unutar dielektričnog fotonskog kristala mogu kreirati podesive zabranjene zone, što nalazi veliku primenu u poboljšavanju performansi već postojećih optičkih uređaja [52]. Superprizme [53], senzori za gas [54], pojava negativne refrakcije [55] i fenomeni tunelovanja [56], samo su neke oblasti u kojima su fotonski kristali našli primenu. Sama proizvodnja višedimenzionalnih fotonskih sistema je složena i zahteva napredne tehnike poput: nagrizanja strukture pod uglom [57,58], elektronske i holografske litografije [59,60], koloidalnog

samoodabiranja [61], mikrofabrikacije slojeva [62,63] i sl. Jedan od problema u realizaciji mikro- i nanostrukturnih fotoniskih komponenti jeste i održavanje svetlosti u ravni kod 2D fotoniskih kristala, tj. pokušaj da se ona održava unutar dielektričnog sloja. Teorijska istraživanja pomenutog problema su veoma komplikovana usled konačne debljine kristalnog sloja, kao i zbog lokalnih nečistoća ili nepravilnosti u periodičnosti samog kristala. S druge strane, proizvodnja 1D fotoniskih rešetki zahteva relativno jednostavne procese izrade, dok se najveći deo eksperimenata izvodi pri normalnim uslovima, misleći pre svega na sobnu temperaturu i standardni pritisak. Iz ovih razloga, 1D fotoniski kristali i dalje prednjače u pogledu proizvodnje i primena u komercijalne svrhe.

2.3 Zonski spektar u 1D fotoniskim kristalima

Za razliku od tradicionalnih kristalnih rešetki sačinjenih od atoma i molekula, fotoniski kristali ne ispoljavaju kontinualnu translacionu simetriju za svetlost koja se kroz njih prostire. Umesto toga, oni se odlikuju *diskretnom* translacionom simetrijom, tj. nepromenljivost u osobinama njihove strukture nije ostvariva na bilo kom rastojanju usled translacije, već samo na onim rastojanjima koja predstavljaju celobrojni umnožak određenog koraka – perioda rešetke. Najjednostavniji primer ovakvih sistema jesu 1D fotoniski kristali, kao što je rešetka talasovoda prikazana na Slici 2.4.

U z pravcu prikazanog sistema i dalje postoji kontinualna translaciona simetrija, dok u x pravcu sistem ispoljava diskretnu translacionu simetriju. Dužina osnovnog koraka nakon kog struktura ponavlja svoje ponašanje u geometrijskom smislu, naziva se konstanta rešetke ili period rešetke i biće označena slovom d . Osnovni vektor naziva se primitivni vektor rešetke i u ovom slučaju glasi $\mathbf{d} = d \cdot \mathbf{i}_x$, gde \mathbf{i}_x predstavlja ort u x pravcu. Usled postojanja diskretne translacione simetrije važi i periodičnost funkcije dielektrične konstante koja se matematički može zapisati u obliku: $\varepsilon(\mathbf{x}) = \varepsilon(\mathbf{x} + m \cdot \mathbf{d})$, gde je m proizvoljan ceo broj, što znači da se čitava struktura može opisati periodičnim ponavljanjem jedinične ćelije, ovičene na Slici 2.4 isprekidanom linijom. Kao što će i biti pokazano, upravo ova periodičnost sistema doprinosi stvaranju zonske strukture kakva nije moguća u slučaju kontinualnih sredina.



Slika 2.4: Prikaz 1D dielektrične rešetke s diskretnom translacionom simetrijom i odgovarajućih komponenti talasnog vektora svetlosti k : propagacione konstante β i transverzalnog talasnog vektora k_x . Period rešetke iznosi d , što je ujedno i širina osnovne ćelije strukture.

U prethodnom poglavlju je već napomenuto da formiranje zonske strukture u mnogome podseća na slučaj naizmeničnog smenjivanja dozvoljenih i zabranjenih energijskih stanja za elektrone u kristalnim rešetkama. U fizici čvrstog stanja kretanje elektrona kroz poluprovodnik opisano je Šredingerovom (Schrödinger) jednačinom, dok se za opisivanje prostiranja svetlosnog talasa kroz fotonski kristal polazi od Helmholtcove (Helmholtz) jednačine, koja je po matematičkoj formi slična prethodnoj. Samim tim će i brojni fenomeni primećeni u fotonskim rešetkama biti analogni onima viđenim u fizici čvrstog stanja.

Polazeći od Maksvelovih (Maxwell) jednačina i pretpostavljajući da rešetka talasovoda ne ispoljava magnetska svojstva ($\mu_r = 1$), kao i da je sistem homogen u pravcu prostiranja svetlosti i da na njega ne deluje nikakvo spoljašnje polje, moguće je izvesti Helmholtcovu jednačinu u sledećem obliku:

$$\left(\nabla^2 + k_0^2 \varepsilon(x)\right) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0, \quad (2.1)$$

gde je $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, označen talasni vektor u vakuumu, dok λ_0 predstavlja talasnu dužinu svetlosti u vakuumu.

Neka je $E_0(x)$ komponenta upadnog polja u x pravcu. Iz jednačine (2.1) i uslova da je dielektrična konstanta fotonskog kristala periodična funkcija samo u x pravcu može se pokazati da je ukupno polje $E(x, z)$ oblika $E(x, z) = E_0(x)e^{i\beta z}$, gde je β propagaciona konstanta svetlosti. Propagaciona konstanta svetlosti predstavlja longitudinalnu komponentu talasnog vektora, tj. komponentu u pravcu z -ose. Veza između ove dve veličine data je relacijom $\beta(k_x) = k_0 n_{eff}(k_x)$, gde n_{eff} predstavlja efektivni indeks prelamanja sredine za mod koji se prostire, dok je k_x označena transverzalna komponenta talasnog vektora k_0 . Ubacujući pretpostavljeno polje u jednačinu (2.1), relacija dobija formu svojstvenog problema:

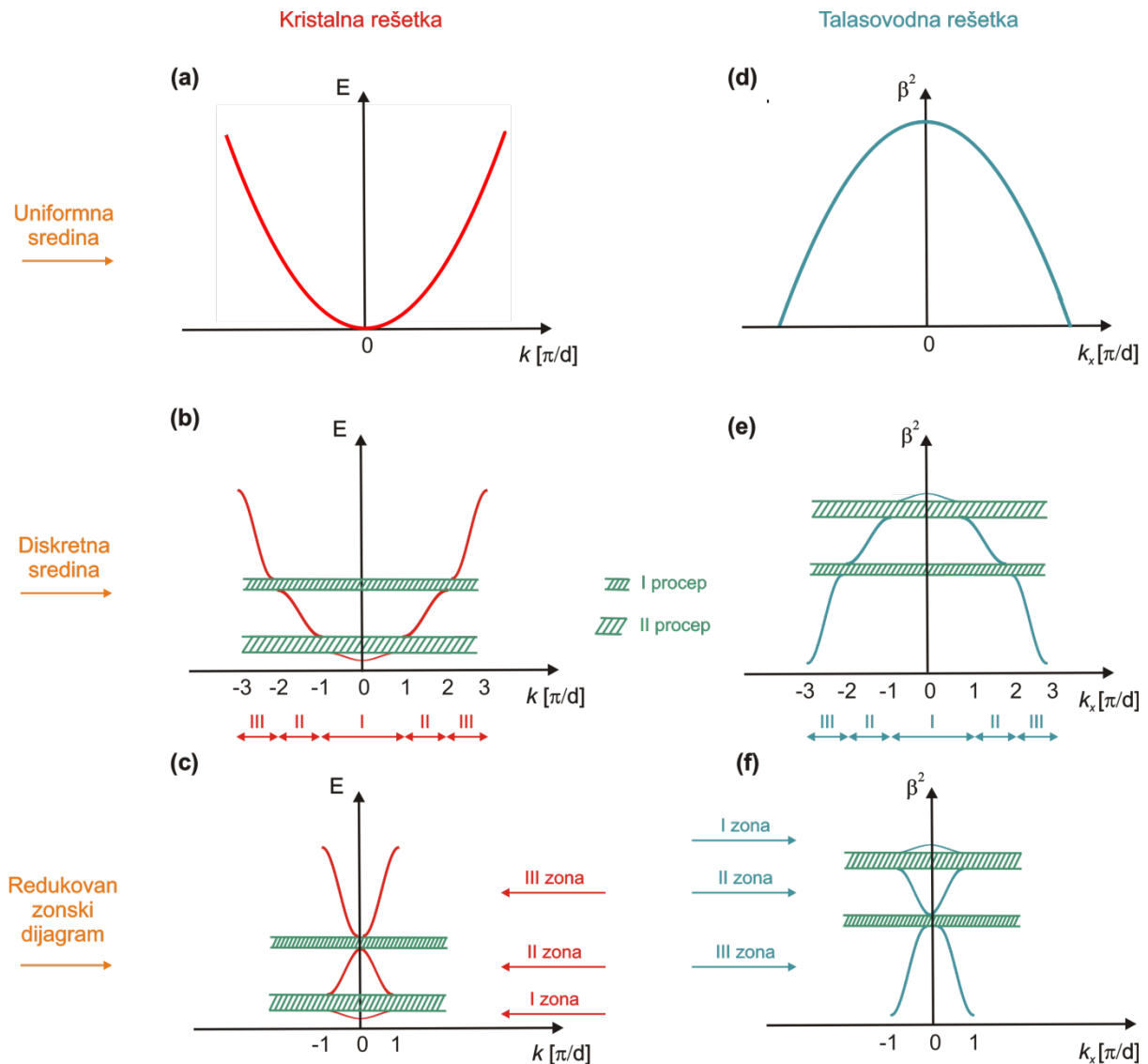
$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k_0^2 \varepsilon(x)\right) E_0(x) = \beta^2 E_0(x), \quad (2.2)$$

čijim se rešavanjem dolazi do disperzione relacije sistema kojom je diktiran zonski spektar.

Prema Blohovoj teoremi [64], usled postojanja translacione simetrije u profilu dielektrične konstante $\varepsilon(x)$, a samim tim i u indeksu prelamanja sredine $n(x)$, svojstvene funkcije ovakvog sistema se mogu predstaviti u obliku Blohovih funkcija: $E_{0k_x}(x) = e^{ik_x x} u_{k_x}(x)$, gde je $u_{k_x}(x) = u_{k_x}(x + d)$. Ovo znači da posmatrana talasna funkcija predstavlja ravanski talas koji je modulisan funkcijom iste periodičnosti kao i rešetka talasovoda. Svaka talasna funkcija koja predstavlja rešenje jednačine (2.2) se naziva Floke-Blohov (FB) mod, i određena je odgovarajućim parom transverznog talasnog vektora k_x i propagacione konstante β .

Međusobni odnos talasnog vektora, dielektrične i propagacione konstante, uticaće na izgled zonske strukture posmatranog sistema. Pogodnim izborom pomenutih parametara pokazuje se da je vođenje 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.

Ovo “odabiranje” pojedinih vrednosti transverzalne komponente talasnog vektora usloviće postojanje beskonačnog skupa diskretnih vrednosti talasnih rešenja koja predstavljaju vođene modove za posmatranu strukturu. Kako je $\beta(k_x)$, to će postojati i odgovarajući skup propagacionih konstanti za koje je vođenje modova kroz strukturu moguće. U zavisnosti od učestanosti polja, β može biti realna ili kompleksna veličina. Za realne vrednosti propagacione konstante u sistemu će postojati već pomenuti vođeni modovi, dok će za kompleksne vrednosti polje eksponencijalno opadati u pravcu prostiranja, što znači da u tom slučaju neće biti prostiranja svetlosti kroz fotonšku strukturu. Drugim rečima, ovaj skup propagacionih konstanti predstavlja zabranjene zone, odnosno procepe u zonskom spektru za one učestanosti talasa za koje vođenje svetlosti kroz strukturu nije moguće.



Slika 2.5: Uporedni prikaz zonskih struktura kristalne i rešetke talasovoda u slučaju: (a) i (b) uniformne sredine i sredine s diskretnom translacionom simetrijom ((c) i (d)), usled čega dolazi do pojave procepa u zonskoj strukturi. Slike (e) i (f) predstavljaju redukovani zonski dijagram, tj. celokupni zonski spektar preslikan je u prvu Brillouovu zonu.

Na ovaj način, rešavanjem jednačine (2.2) određen je čitav skup realnih i kompleksnih vrednosti propagacionih konstanti β koje zajedno s transverzalnim vektorom k_x čine zonsku strukturu.

Na Slici 2.5 dat je uporedni prikaz zonskih struktura kristalne rešetke i rešetke talasovoda.

Na β^2-k_x dijagramu, koji je jedan od načina predstavljanja zonskog spektra rešetki talasovoda, prikazan je naizmenični niz dozvoljenih i zabranjenih zona za učestanosti talasa koje mogu ili ne mogu biti vođene kroz strukturu. Propagaciona konstanta posmatranog FB moda istovremeno je određena i transverzalnim talasnim vektorom k_x i rednim brojem zone.

Kao i u fizici čvrstog stanja, u slučaju prostiranja svetlosti kroz homogenu i kontinualnu sredinu, kakav je planarni talasovod, disperziona relacija predstavlja parabolu (Slika 2.5(b)). Procep koji se ovde javlja je posledica efekta totalne unutrašnje refleksije upadne svetlosti o graničnu površinu između slojeva s većim i manjim indeksom prelamanja. Nastanak novih procepa u zonskom spektru uslovljen je upravo periodičnošću strukture zbog čega dolazi do pojave Bragove refleksije talasa koji padaju na graničnu površ pod malim uglovima. Odabirom parametara rešetke talasovoda direktno se utiče na izgled zonske strukture, te je na taj način moguće kontrolisati izgled disperzione krive, broj dozvoljenih zona i procepa, kao i njihovu veličinu.

Usled već pomenute analogije između Šredingerove i Helmholtzove jednačine, jasno je da je i izgled zonskog spektra u ova dva slučaja sličan. Treba napomenuti da razlika u znaku prvog člana ovih jednačina utiče na obrnut raspored zona. Način predstavljanja disperzionih krivih je takođe podudaran s reprezentacijom zonskog dijagrama u fizici čvrstog stanja, pa se zonski spektar može prikazati i u formi redukovane Brillouinove zone (Slike 2.5(e,f)).

Eksperimentalni rezultati objavljeni u [65] potkrepili su teorijska predviđanja o izgledu disperzione relacije u slučaju planarnog talasovoda, kao i u slučaju 1D rešetki talasovoda.

2.4 Linearna svojstva rešetki talasovoda

Kako bi se shvatili osnovni efekti nelinearne optike u rešetkama talasovoda, za početak je potrebno upoznati se s elementima linearnih osobina pomenutih sistema. Kao što je već naglašeno u prethodnom poglavlju, sistem sastavljen od niza međusobno paralelnih talasovoda predstavlja 1D periodičnu strukturu čiji normalni modovi jesu (prošireni) FB modovi, a koji nastaju kao posledica Bragovih refleksija o granične površine talasovoda i efekata interferencije ravanskih talasa koji postoje u homogenoj sredini.

Da bi predstavljali rešenja talasne jednačine, FB modovi moraju biti u skladu s osobinama odgovarajuće disperzione relacije kojom je opisana zonska struktura sistema. Drugim rečima, propagacione konstante FB modova moraju biti uključene u dozvoljene zone koje su, u zonskom spektru, međusobno odvojene zabranjenim zonama (procepima) za čije učestanosti nema prostiranja talasa.

Postoje dva komplementarna pristupa za analiziranje linearnih svojstava rešetki talasovoda, a to su:

- 1) Teorija spregnutih modova (*Coupled mode theory*);
- 2) Floke-Blochov formalizam.

- **Teorija spregnutih modova (*Coupled mode theory*)**

Teorija spregnutih modova predstavlja jedan od pristupa kojima je moguće dobiti približna rešenja Maksvelovih jednačina. Prema ovoj teoriji se periodična promena indeksa prelamanja, tj. postojanje niza talasovoda, posmatra kao slaba perturbacija koja spreže normalne modove talasovoda posmatrane rešetke. Osnovna ideja pomenutog formalizma je da se ukupno polje u talasovodu predstavi kao superpozicija osnovnih, ortonormiranih modova koji su rešenja neperturbovanog talasovoda, dok je međusobno sprežanje susednih talasovoda posledica preklapanja evanescentnih "repova" odgovarajućih modova. Na ovaj način je ostvaren prenos energije kroz dati sistem, što je šematski prikazano na Slici 2.6(a). Razmena energije između normalnih modova nastala kao posledica perturbacije u dielektričnoj konstanti, analogna je prelasku elektrona s jednog atomskog stanja na drugo u kristalnoj rešetki [64], što je u fizici čvrstog tela opisano tzv. *tight-binding* teorijom.

Opisanim postupkom zanemaruje se uticaj viših zona na rešenje talasne jednačine, pa je zbog toga teorija spregnutih modova primenljiva samo u analizi prostiranja svetlosti u okviru prve dozvoljene zone, kada je svetlost konfinirana u talasovodima s većim indeksom prelamanja u odnosu na okolnu sredinu. Ipak, ovaj pristup daje jasniju sliku o fenomenu difrakcije, nego što je to slučaj s Floke-Blohovim formalizmom.

Kao što se vidi sa Slike 2.6(a), da bi uopšte došlo do sprežanja između talasovoda, potrebno je da postoji dovoljno veliko evanescentno optičko polje, što je uslovljeno i punom širinom polumaksimuma (FWHM - *Full Width at Half Maximum*) upadnog zraka, a koja će, radi jednostavnosti, ubuduće biti nazivana prosto širinom snopa. Ukoliko je ova veličina manja od perioda rešetke d , tada modovi koji se prostiru duž svakog talasovoda neće osećati jedan drugog i njihove amplitude će se razvijati nezavisno tokom kretanja kroz sistem. Međutim, u slučaju kada je širina snopa uporediva sa širinom talasovoda rešetke, doći će do malog preklapanja između modova u susednim talasovodima i amplituda polja više neće biti konstantna duž pravca prostiranja. Štaviše, kada je intenzitet upadnog polja dovoljno velik, tada će i indeks prelamanja strukture zavisiti od intenziteta svetlosti, kao što će biti pokazano u sledećem poglavlju.

U linearnom režimu, tj. pri malim upadnim snagama svetlosti nedovoljnim za ispoljavanje nelinearnih karakteristika materijala, prostiranje svetlosti kroz uniformnu rešetku talasovoda se može opisati sistemom međusobno spregnutih linearnih diferencijalnih jednačina oblika [66,67]:

$$i \frac{dE_n}{dz} + \beta E_n + C(E_{n-1} + E_{n+1}) = 0, \quad (2.3)$$

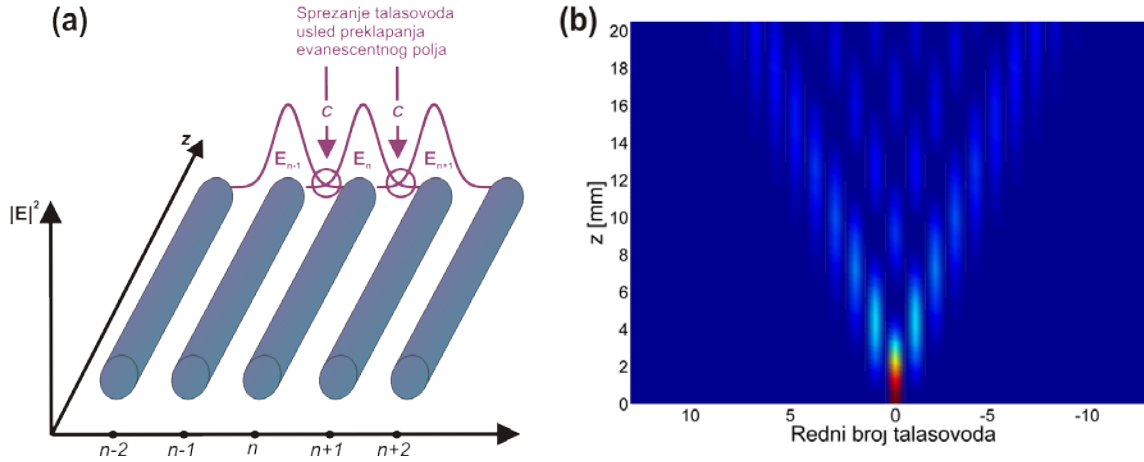
gde E_n predstavlja kompleksnu amplitudu električnog polja u n -tom talasovodu rešetke, β je propagaciona konstanta posmatranog moda u longitudinalnom, tj. z pravcu, dok je s C označena konstanta sprežanja kojom je opisano sprežanje dva susedna talasovoda. Matematički gledano, konstanta sprežanja je srazmerna integralu preklapanja dva moda koji potiču iz susednih talasovoda.

Ukoliko je samo jedan element rešetke pobuđen, recimo talasovod s indeksom $n=0$, tako da važi $E_{n=0}(z=0) = E$ i $E_{n \neq 0}(z=0) = 0$, tada sistem jednačina (2.3) ima analitičko rešenje koje glasi:

$$E_n(z) = i^n E_0 J_n(2Cz) e^{i\beta z}, \quad (2.4)$$

gde $J_n(2Cz)$ predstavlja Beselovu (Bessel) funkciju I vrste n -tog reda. Zbog periodične prirode strukture, optičko polje tuneluje kroz sistem udaljavajući se od centralnog, pobuđenog talasovoda i svetlost ostaje skoncentrisana duž bokova, što je u potpunosti suprotno situaciji koja se javlja u

kontinualnim sredinama kada je najveći deo svetlosti skoncentrisan upravo oko centra snopa. Izgled diskretne difrakcije u uniformnoj rešetki talasovoda je prikazan na Slici 2.6(b).



Slika 2.6: (a) Šematski prikaz sistema spregnutih talasovoda, gde je sprezanje posledica preklapanja evanescentnih "repora" optičkog polja, što je u matematičkom modelu opisano konstantom sprezanja C i (b) izgled diskretne difrakcije u uniformnoj rešetki talasovoda (pogled iz ptičje perspektive).

Da bi se bolje razumeo fenomen diskretne difrakcije, potrebno je dati kratak osvrt na fenomen difrakcije u kontinualnim sredinama. Kao što je već poznato, difrakcija predstavlja efekat koji dovodi do širenja profila optičkog polja prilikom prostiranja kroz neku sredinu. Pomenuti fenomen je posledica postojanja gradijenta u akumulaciji faze različitih komponenti optičkog talasa koji se prostire. Difrakciju je moguće kontrolisati promenom optičkih parametara, tj. menjanjem indeksa prelamanja sredine. U izvođenju koje sledi biće pokazano i kako.

Posmatra se prostiranje ravanskog talasa oblika $E(\mathbf{r}) = E_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$ u 2D slobodnom prostoru, kakav je npr. planarni talasovod. U prethodnom izrazu \mathbf{k} predstavlja talasni vektor čije su x i z komponente redom označene s k_x i k_z . Sam pravac vektora \mathbf{k} je upravan na ravan talasnog fronta, a apsolutna vrednost iznosi $|\mathbf{k}| = 2\pi n_r / \lambda_0$, gde n_r predstavlja indeks prelamanja sredine u kojoj se talas prostire. Analogno definiciji disperzije, moguće je definisati i difrakcionu relaciju Helmholtcove jednačine koja glasi:

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2}. \quad (2.5)$$

Ukoliko upadni talas putuje pod malim uglom u odnosu na z -osu sistema, tako da važi $k_x \ll k$, moguće je primeniti paraksijalnu aproksimaciju ($k_x \ll k$), pa difrakciona relacija postaje [68]:

$$k_z = k - \frac{k_x^2}{2k}. \quad (2.6)$$

Konačni snop svetlosti predstavlja superpoziciju više ravanskih talasa, pri čemu svaki od talasa ima drugačiju vrednost transverzalnog vektora k_x . Kako se tokom prostiranja faza svakog od ovih talasa menja nezavisno u odnosu na druge komponente snopa, to će nakon rastojanja z i odgovarajuća prostorna frekvencijska komponenta k_x imati drugačiju relativnu promenu faze $\varphi(k_x, z) = k_z(k_x) \cdot z$. Ove različite promene faze svake od komponenti talasa usloviće pomeraj talasnog paketa centriranog na spektralnoj komponenti k_x u transverzalnom pravcu za $\Delta x = \partial\varphi/\partial k_x = z \partial k_z / \partial k_x$. Kao rezultat postojanja divergencije transverzalnih pomeraja između spektralnih komponenti talasa, početni profil snopa počće da se širi tokom svog prostiranja

kroz sredinu. Veličina koja opisuje jačinu ovog širenja, tj. difrakcije snopa naziva se koeficijentom difrakcije, a definisana je kao:

$$D = \frac{1}{z} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial k_x^2} = \frac{\partial k_z^2}{\partial k_x^2}. \quad (2.7)$$

Difrakciona svojstva talasnog paketa biće određena izgledom difrakcione krive, dobijene iz relacije (2.7). U paraksijalnoj aproksimaciji koeficijent difrakcije snopa koji se prostire u kontinualnoj sredini biće srazmeran $-1/k$. Očito je da, u ovom slučaju, koeficijent difrakcije ne zavisi od transverzalne komponente talasnog vektora k_x , kao i da je ova veličina uvek negativna, što odgovara slučaju normalne difrakcije.

Kod diskretnih sistema, kakva je 1D rešetka talasovoda, situacija je znatno komplikovanija. Razlog za ovo jeste ponašanje snopa koji pobuđuje sve talasovode u rešetki, a ne samo jedan. Pretpostavimo da se upadni svetlosni snop može predstaviti kao beskonačni ravanski talas koji pobuđuje sve elemente rešetke jednakom amplitudom s fiksnim odnosom faza. Matematički formulisano, amplitude ovog ravanskog talasa mogu biti izražene u obliku: $E_n = E_0 \exp[i(nk_x d + \beta z)]$, gde d predstavlja rastojanje između centara dva susedna elementa, tj. talasovoda, a transverzalni talasni vektor k_x opisuje fazu. Relativna fazna razlika ove obvojnice polja između susednih talasovoda je opisana proizvodom $k_x d$, dok propagaciona konstanta β odgovara longitudinalnoj komponenti talasnog vektora, koja je u slučaju kontinualne sredine bila označena s k_z . Ubacivanjem pretpostavljenog stacionarnog rešenja u jednačinu (2.3), dolazi se do izraza za disperzonu relaciju u slučaju diskretnih sistema [66,67]:

$$\beta(k_x) = \beta_0 + 2C \cos(k_x d), \quad (2.8)$$

gde β_0 predstavlja propagacionu konstantu u pojedinačnom talasovodu. Na sličan način kao i u slučaju kontinualne sredine moguće je definisati i koeficijent difrakcije:

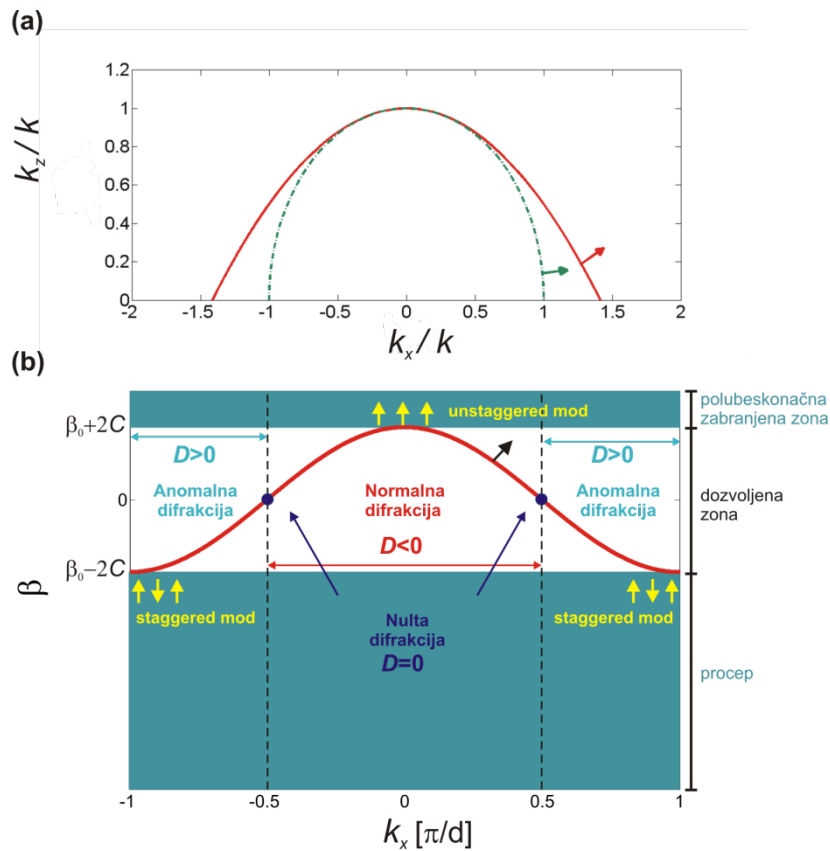
$$D(k_x) = \frac{\partial \beta^2}{\partial k_x^2} = -2C d^2 \cos(k_x d). \quad (2.9)$$

Na osnovu prethodne dve relacije, vidi se da oblik difrakcione krive zavisi od konstante sprežanja C , a samim tim i od parametara rešetke.

Na Slici 2.7 je dat izgled difrakcionih krivih u slučaju kontinualne i periodične sredine. Zanimljivo je primetiti da se u slučaju rešetki talasovoda pored oblasti s normalnom difrakcijom ($|k_x d| < \pi/2$) u kojoj je koeficijent difrakcije pozitivan, pojavljuje i oblast tzv. anomalne difrakcije ($\pi/2 < |k_x d| < \pi$) za koju je ovaj parametar negativan. U slučaju kada je $|k_x d| = \pi/2$, koeficijent difrakcije jednak je nuli i tada ne dolazi do promene u profilu polja tokom prostiranja snopa kroz rešetku. Na osnovu ovoga vidi se da je na znak difrakcije moguće uticati ubacivanjem svetlosti u strukturu pod pogodnim uglom ili spajanjem manjih rešetki koje, svaka za sebe, imaju različite znake difrakcije [68,69,70,71].

Pravac prostiranja svakog od Blohovich modova u rešetki određen je Pointingovim (Poynting) vektorom za odgovarajuću komponentu transverzalnog talasnog vektora k_x i u realnom prostoru je usmeren normalno na difrakcionu krivu [72]. Izgled obvojnice FB modova je takođe određen i transverzalnim vektorom k_x , pa će tako FB modovi pobuđeni u centru Brillouenove zone, tj. za $k_x d = 0$, imati amplitudu koja će od talasovoda do talasovoda biti u fazi formirajući na taj način tzv. *unstaggered* mod, dok će u slučaju pobude FB moda s kraja Brillouenove zone ($k_x d = \pm\pi$) faza

amplitude menjati znak od talasovoda do talasovoda obrazujući tzv. *staggered* mod. Izgled *unstaggered* i *staggered* moda, šematski je prikazan žutim strelicama na Slici 2.7(b).



Slika 2.7: Difrakcione krive u slučaju (a) kontinualne sredine kada je paraksijalna aproksimacija uzeta u obzir (crvena linija) i kada nije (zelena isprekidana linija) i (b) periodične sredine. Strelice na krivama pokazuju pravac prostiranja Blohovog moda određenog talasnim vektorom k_x . U slučaju periodične sredine, dolazi do pojave anomalne difrakcije, dok je kod kontinualnih sredina prisutna samo normalna difrakcija. Žute strelice na zonskom dijagramu periodične strukture predstavljaju faznu relaciju amplitude FB moda u centru (*unstaggered* mod) i na krajevima Brilloueneve zone (*staggered* mod).

• Floke-Blohov formalizam

Drugi pristup kojim je moguće opisati linearno prostiranje svetlosti kroz rešetke talasovoda jeste Floke-Blohov formalizam, nastao iz Blohove teoreme [73]. Za razliku od teorije spregnutih modova Floke-Blohov pristup je uopšteniji. Pomenuti pristup omogućava dobijanje kompletne zonske strukture fotonske rešetke, a ne samo prve zone, kao što je to slučaj s teorijom spregnutih modova. Samim tim moguće je opisati i ponašanje modova višeg reda koji se prostiru između talasovoda u rešetki [72].

Pri malim optičkim snagama, tj. u linearnom režimu kada se nelinearnost materijala može zanemariti, prostiranje svetlosti u rešetki talasovoda opisano je paraksijalnom talasnom jednačinom [74]:

$$i \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k \frac{n(x)}{n_0} E = 0, \quad (2.10)$$

gde E predstavlja amplitudu optičkog polja, $k = 2\pi n_0/\lambda_0$ talasni vektor, a n_0 i λ_0 označavaju indeks prelamanja supstrata i talasnu dužinu upadne svetlosti u vakuumu, respektivno. Ukupan indeks prelamanja rešetke n jeste periodična funkcija za koju važi $n(x) = n(x + d)$. Fizički gledano, prvi član jednačine opisuje prostiranje talasa u z pravcu, dok drugi član opisuje efekat difrakcije u transverzalnom, odnosno x pravcu.

Rešenje prethodne jednačine moguće je napisati u sledećem obliku:

$$E(x, z) = A(x)e^{i\beta z}, \quad (2.11)$$

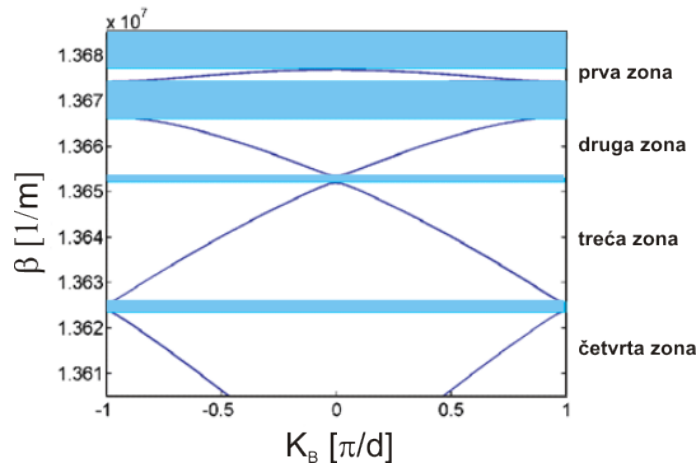
gde se, na osnovu Blohove teoreme, amplituda $A(x)$ može predstaviti u obliku Blohovog talasa kao:

$$A(x) = U(x)e^{ik_x x}, \quad (2.12)$$

što će ubacivanjem u jednačinu (2.10) i nakon sređivanja čitavog izraza dati disperzionu relaciju:

$$\frac{1}{2k} \frac{d^2 U(x)}{dx^2} + i \frac{k_x}{k} \frac{dU(x)}{dx} - \frac{k_x^2}{2k} U(x) + k \frac{n(x)}{n_0} U(x) = \beta U(x). \quad (2.13)$$

Dobijena disperziona relacija predstavlja svojstveni problem, čije će svojstvene funkcije u kombinaciji s odgovarajućom svojstvenom vrednosti, tj. propagacionom konstantom β , predstavljati FB modove koje dati sistem podržava. Na ovaj način za svaku transverzalnu komponentu k_x , postojaće odgovarajuća longitudinalna komponenta β , čime će svaki FB mod biti potpuno određen, što je prikazano primerom zonskog dijagrama na Slici 2.8 [65].

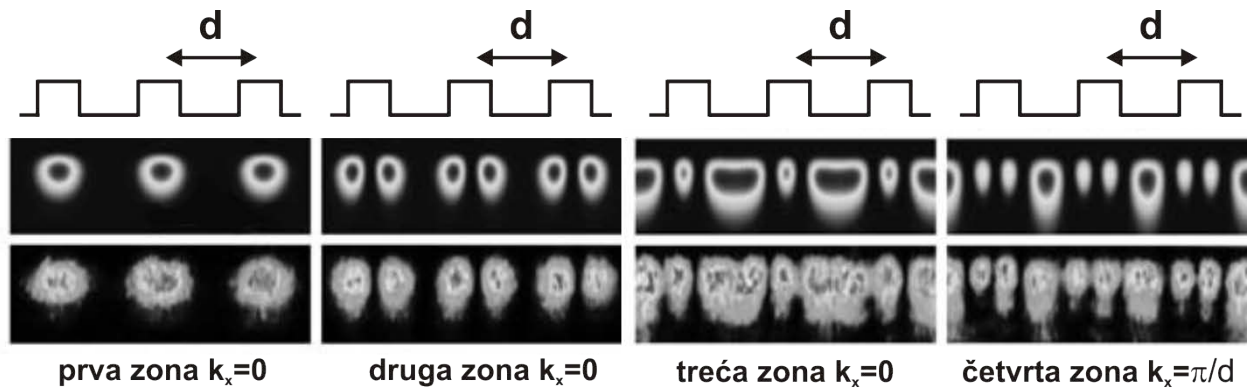


Slika 2.8: Prikaz redukovanog zonskog dijagrama uniformne rešetke talasovoda dobijene FB pristupom.

Propagaciona konstanta je prikazana kao funkcija Blohovog talasnog vektora $K_B = k_x d$. Plave oblasti predstavljaju procepe, odnosno zone u kojima je prostiranje svetlosti zabranjeno.

Sa zonskog dijagrama očito je da za svaku transverzalnu komponentu k_x postoji više svojstvenih vrednosti, tj. više propagacionih konstanti β , pri čemu svaka od njih pripada različitoj zoni koje su međusobno razdvojene zonskim procepima. Samo oni FB modovi čije se propagacione konstante nalaze u nekoj od dozvoljenih zona će moći da se prostiru kroz strukturu. Treba primetiti da se oblik krive $\beta(k_x)$ u prvoj dozvoljenoj zoni poklapa s odgovarajućom krivom u teoriji spregnutih modova.

Kao i u teoriji spregnutih modova, prvu dozvoljenu zonu formiraju osnovni modovi pojedinih talasovoda čiji je najveći deo energije skoncentrisan unutar samog talasovoda, dok mali deo eksponencijalno opada izvan talasovoda. S povećanjem indeksa dozvoljene zone, povećava se i složenost moda što dovodi do oscilacija u obvojnici moda u samom talasovodu i između talasovoda [75]. Modovi višeg reda nazivaju se radijacioni modovi i najvećim delom se prostiru u prostoru između talasovoda rešetke, kao što je prikazano na Slici 2.9.



Slika 2.9: Izgled FB modova za prve četiri zone. Gornji red prikazuje numeričke rezultate, dok se u donjem redu nalaze odgovarajući eksperimentalni rezultati [75].

3 Nelinearni efekti u rešetkama talasovoda

U okviru ove glave biće dat kratak opis Kerove i zasićujuće nelinearnosti koje se mogu sresti u nelinearnim rešetkama talasovoda, a čije prisustvo utiče na prostiranje svetlosnog snopa. Kroz odgovarajući matematički model biće uveden pojam solitona - nelinearnih lokalizovanih struktura, dok će njihova klasifikacija i osnovne osobine biti iznete na kraju poglavlja.

3.1 O nelinearnim sistemima

Počeci nelinearne optike datiraju od sredine tridesetih godina XX veka, kada je izveden prvi eksperiment u kom je pokazano da apsorpcija svetlosti u materijalu zavisi od njenog intenziteta [76]. Međutim, prelomni trenutak predstavlja otkriće lasera početkom šezdesetih godina, što je dovelo do velike rasprostranjenosti ovog novog izvora svetlosti i njegove masovne primene na poljima nauke, tehnologije i medicine [77].

Prva istraživanja nelinearnih fenomena u periodičnim sredinama započinju radom Fermija (Fermi), Paste (Pasta) i Ulama (Ulam) u kom je analizirano kretanje talasa u periodičnim lancima atoma koji su međusobno nelinearno spregnuti [78]. Iako se očekivalo da će nelinearnost uticati na podjednaku preraspodelu energije između svih pobuđenih modova u sistemu, numerički eksperiment koji su sproveli je pokazao postojanje veoma malog broja modova koji su učestvovali u dinamici sistema. Ovo interesantno otkriće se kasnije proširilo i na izučavanje nelinearnih fenomena u ostalim diskretnim sistemima poput Boze-Ajnštajnovih (Bose-Einstein) kondenzata [79], slojevitih anti-feromagnetskih struktura [80], Džozefsonovih (Josephson) spojeva [81], lanaca bioloških molekula [82] i, naravno, fotonskih kristala [66]. Uključivanje nelinearnosti u fotonske rešetke doprinelo je značajnom napretku u oblasti optike i razvoju optičkih komunikacija [83].

Kako s povećanjem intenziteta upadne svetlosti odziv materijala postaje nelinearan, samim tim i prostiranje svetlosti u periodičnim i prostorno modulisanim sistemima postaje daleko složenije u odnosu na linearni režim. Kao posledica nadmetanja linearnih i nelinearnih karakteristika optičkih rešetki moguće je uočiti brojne fenomene poput: samozarobljavanja svetlosti i pojave solitona [84,85,86], njihovog kretanja kroz rešetku [87] i međusobne interakcije [88,89], modulacione nestabilnosti [90,91], kao i stvaranja prostornog frekvencijskog češlja i pojave superkontinuumu u 1D fotonskim rešetkama [92].

Pomenuti nelinearni mehanizmi ispitivani su teorijski i eksperimentalno u 1D fotonskim kristalima realizovanim u različitim materijalima, kao što su poluprovodnici [93,94], sredine s kvadratnom nelinearnošću [95], fotorefraktivni kristali [74,96], tečni kristali [97], itd.

Standardni matematički model kojim se opisuje prostiranje optičkog talasa kroz rešetku sastavljenu od identičnih nelinearnih talasovoda paralelno postavljenih na podjednakom rastojanju jedan od drugog zasniva se na predstavljanju ukupnog optičkog polja preko sume slabo spregnutih modova pobuđenih u svakom elementu rešetke. Ovaj pristup, poznat kao teorija spregnutih modova, se najčešće svodi na rešavanje različitih verzija 1D diskretnih

nelinearnih Šredingerovih jednačina (1D DNŠJ) u cilju analize ponašanja polja unutar optičkih rešetki.

U matematičkom smislu pod terminom solitoni podrazumevaju se stacionarna i lokalizovana rešenja parcijalnih diferencijalnih nelinearnih jednačina koje su integrabilne, odnosno imaju beskonačan broj konzervisanih veličina, kao što je na primer kontinualna nelinearna Šredingerova jednačina (NŠJ). Analogno, postoje i diskretne jednačine koje su integrabilne (npr. Ablovic (Ablowitz)-Ladik (Ladik) jednačina). U ovim sistemima postoje solitonska rešenja koja se nazivaju diskretni solitoni. Međutim, većina realnih nelinearnih fizičkih sistema opisana je matematičkim modelima koji nisu integrabilni, pa se u tom slučaju lokalizovana i stacionarna rešenja nazivaju solitonski talasi. Kako DNŠJ nije integrabilan sistem, tj. ima konačan broj konzervisanih veličina, tačan termin za stacionarna i lokalizovana rešenja bio bi diskretni solitonski talasi. Ipak se, posebno u optici, zanemaruje razlika između solitonskih talasa i solitona, pa se za lokalizovana rešenja u optičkim rešetkama koristi uopšteni naziv diskretni solitoni ili jos kraće solitoni.

3.2 Kerova i zasićujuća nelinearnost

Odziv nekog materijala na spoljašnje optičko zračenje ogleda se u relativnom pomeranju elektrona iz osnovnog položaja u kristalnoj rešetki materijala upravo zbog dejstva sile uzrokovane postojanjem spoljašnjeg polja. Kao rezultat javlja se indukovani dipolni momenat koji se s makroskopskog stanovišta opisuje vektorom električne polarizacije \mathbf{P} . Pri malim upadnim snagama svetlosti, relativni pomeraji elektrona u kristalnoj rešetki, pa samim tim i vektor \mathbf{P} , linearno zavise od električnog polja upadne svetlosti što se matematički može zapisati na sledeći način: $\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}$, gde je χ susceptibilnost materijala.

Indeks prelamanja, kao jedan od osnovnih optičkih parametara materijala, takođe zavisi od osobina upadne svetlosti koja prolazi kroz strukturu, imajući u vidu njegovu vezu s vektorom električne polarizacije \mathbf{P} . Ukoliko pretpostavimo da je odziv materijala na primenjeno polje trenutno, kao i da je materijal nemagnetski i izotropan, efekti indukovane nelinearnosti mogu biti objašnjeni preko promene susceptibilnosti ukoliko se vektor \mathbf{P} razvije u red po jačini vektora električnog polja \mathbf{E} [77]:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) = \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{(2)} + \mathbf{P}^{(3)} + \dots \quad (3.1)$$

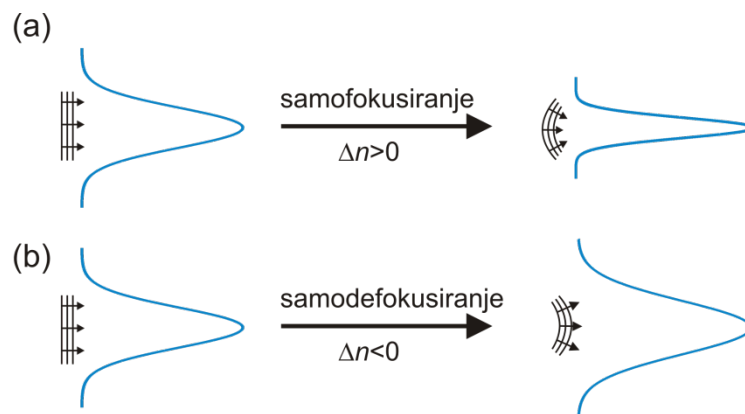
Veličine $\chi^{(2)}$ i $\chi^{(3)}$ su poznate kao nelinearne optičke susceptibilnosti drugog i trećeg reda, respektivno. Veoma retko, u obzir se mogu uzeti i članovi koji određuju susceptibilnosti višeg reda. Kao što se može primetiti prvi član razvoja predstavlja linearni deo vektora električne polarizacije. Kod materijala koji poseduju inverznu simetriju kristalne strukture, članovi susceptibilnosti parnog reda jednaki su nuli, ostavljajući susceptibilnost trećeg reda kao glavni doprinos nelinearnosti materijala. Ova klasa materijala se uopšteno naziva Kerovim materijalima.

Materijali s Kerovom nelinearnošću odlikuju se indeksom prelamanja čiji je nelinearni deo funkcija intenziteta upadne svetlosti I i može se napisati u obliku:

$$n_{Kerr} = n_0 + n_2|E|^2 \propto n_0 + n_2I, \quad (3.2)$$

gde je s n_0 predstavljen linearni deo indeksa prelamanja sredine, dok $n_2|E|^2$ označava nelinearni deo indeksa prelamanja, gde je n_2 tzv. Kerov koeficijent koji potiče od susceptibilnosti trećeg reda. Ova promena indeksa prelamanja $\Delta n_{Kerr} \propto I$, srazmerna je intenzitetu upadne svetlosti, usled čega će doći do promene optičkih svojstava sredine na mestu gde se prostire svetlost dovoljno jakog intenziteta, što će uticati i na samo ponašanje snopa.

Pored intenziteta upadne svetlosti, bitan faktor je i znak promene indeksa prelamanja sredine koji je posledica raspodele nelektrisanja unutar strukture materijala, pa samim tim i tipa nelinearnosti. Tako se u slučaju lokalnog rasta indeksa prelamanja govori o samofokusirajućoj sredini ($\Delta n > 0$), dok se materijali koji ispoljavaju lokalno smanjenje indeksa prelamanja nazivaju samodefokusirajućim sredinama ($\Delta n < 0$) [69]. Drugim rečima, pomenute sredine će za upadni snop predstavljati sabirno, odnosno rasipno sočivo, menjajući oblik snopa prilikom prolaska, što je šematski prikazano na Slici 3.1. Treba primetiti da će prisustvo nelinearnosti u materijalu, takođe uticati na promenu talasnog fronta snopa čineći ga konkavnim u samofokusirajućoj sredini, odnosno konveksnim u slučaju prostiranja kroz samodefokusirajuću sredinu.



Slika 3.1: Uticaj nelinearnosti na: (a) sužavanje snopa (slučaj samofokusirajuće sredine) i (b) širenje snopa (slučaj samodefokusirajuće sredine). U oba slučaja nelinearnost utiče na deformaciju faznog fronta.

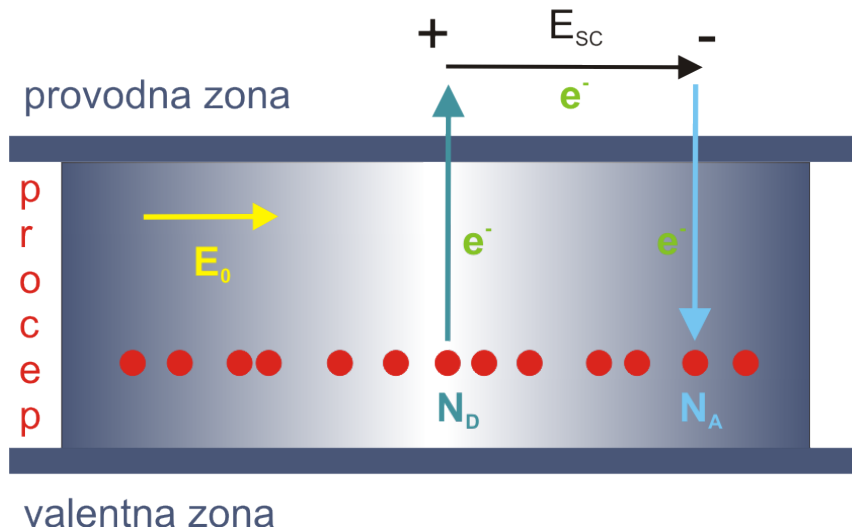
Postoji klasa materijala čiji je nelinearni odziv na prostiranje svetlosti posledica fotorefraktivnog efekta, pa se i materijali koji ga ispoljavaju nazivaju fotorefraktivnim kristalima [98]. Za razliku od materijala s Kerovom nelinearnošću čiji je odziv na upadnu svetlost trenutni, kod fotorefraktivnih kristala postoji izvestan vremenski period uspostavljanja nelinearnosti koja se ogleda u lokalnoj promeni indeksa prelamanja prouzrokovanoj prostornom raspodelom intenziteta svetlosti upadnog snopa.

Prilikom osvetljavanja fotorefraktivnog kristala svetlošću određene talasne dužine, u strukturi kristala dolazi do stvaranja struja slobodnih nosilaca koje potiču od pobuđenih elektrona. Razlog za postojanje ovog optičkog pobuđivanja jeste prisustvo nečistoća donorskog i akceptorskog tipa u samoj strukturi kristala. Nečistoće u kristalu imaju dvojaku ulogu: one mogu biti izvori (donori) pobuđenih elektrona, dok s druge strane mogu imati ulogu akceptora, tj. centara koji će vezivati elektrone onemogućavajući im na taj način slobodno kretanje kroz kristal. Energijski nivoi donora i akceptora nalaze se između valentne i provodne zone, kao što je prikazano na Slici 3.2. Osvetljavanje kristalnog uzorka uticaće na pobuđivanje donorskih elektrona i na njihov prelazak u provodnu zonu, ostavljajući na donorskom nivou nepokretne, pozitivno naelektrisane jone.

Nošeni različitim mehanizmima poput difuzije, drifta i fononaponskog efekta [98,99], optički pobuđeni elektroni će se kretati od donorskog nivoa, preko provodne zone, sve do akceptorskog

nivoa gde će zbog postojanja akceptorskih nečistoća biti zarobljeni. Na ovaj način će akceptorske nečistoće stvoriti negativno naelektrisanje u neosvetljenom delu, dok će donorski joni u osvetljenom delu doprineti stvaranju pozitivnog naelektrisanja. Kao rezultat, doći će do pojave unutrašnjeg polja koje će se preko elektro-optičkog efekta ispoljiti kroz odgovarajuću modulaciju indeksa prelamanja. Elektro-optički efekat predstavlja promenu optičkih svojstava materijala usled dejstva električnog polja. Iako prisutan, doprinos difuzije u modulaciji indeksa prelamanja nije toliko značajan, koliko drift elektrona u kristalu i fotonaponski efekat.

difuzija + drift + fotonaponski efekat



Slika 3.2: Primer tipičnog fotorefraktivnog materijala kod koga se donorski i akceptorski nivoi nalaze u energijskom procepu između valentne i provodne zone. N_D i N_A označavaju koncentracije donora i akceptora, respektivno, dok E_0 predstavlja vektor električnog polja upadne svetlosti. U osvetljenoj oblasti, optički pobuđeni elektroni napuštaju donorske nečistoće i prelaze u provodnu zonu, gde usled uticaja difuzije i drifta putuju do neosvetljene oblasti kada bivaju zarobljeni na akceptorskim nečistoćama. Na ovaj način dolazi do pojave unutrašnjeg polja E_{sc} koje potiče od prostornog naelektrisanja, tj. pozitivnih donorskih i negativnih akceptorskih jona.

Optički indukovana promena indeksa prelamanja karakteristična je za brojne fotorefraktivne kristale poput galijum arsenida (GaAs) [100], stroncijum barijum niobata (SBN) [101], barijum titanata ($BaTiO_3$) [102], litijum niobata ($LiNbO_3$) [103,104] i drugih. $LiNbO_3$ je jedan od najznačajnijih predstavnika fotorefraktivnih kristala. Zbog odličnih elektro-optičkih, akustičko-optičkih i nelinearnih osobina, ovaj kristal zauzima važno mesto u integrisanoj optici. Dodatno, zbog svojih izuzetnih hemijskih i mehaničkih svojstava, posebnu primenu nalazi u proizvodnji rešetki talasovoda s malim gubicima.

Promena indeksa prelamanja u fotorefraktivnim materijalima matematički može biti opisana preko uticaja statičkog polja na tenzor impermeabilnosti kristala [98], pri čemu na promenu najveći uticaj ima linearni Pokelsov (Pockels) efekat. Tenzor impermeabilnosti kristala η_{ij} definiše se kao $\eta_{ij} = \epsilon_0(\epsilon^{-1})_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$), gde ϵ_0 i ϵ predstavljaju permitivnost vakuuma i tenzor permitivnosti kristala, respektivno. U slučaju polja koje potiče od prostornog naelektrisanja u kristalu E_{sc} , promena indeksa prelamanja, konkretno u $LiNbO_3$, ima oblik [105]:

$$\Delta n_{sat} = -\frac{1}{2} n_s^3 r_{eff} E_{sc}, \quad (3.3)$$

gde r_{eff} predstavlja elektrooptički koeficijent kristala, dok je n_s označen indeks prelamanja supstrata. Znak "-" u prethodnoj relaciji ukazuje na samodefoksirajući tip nelinearnosti, što

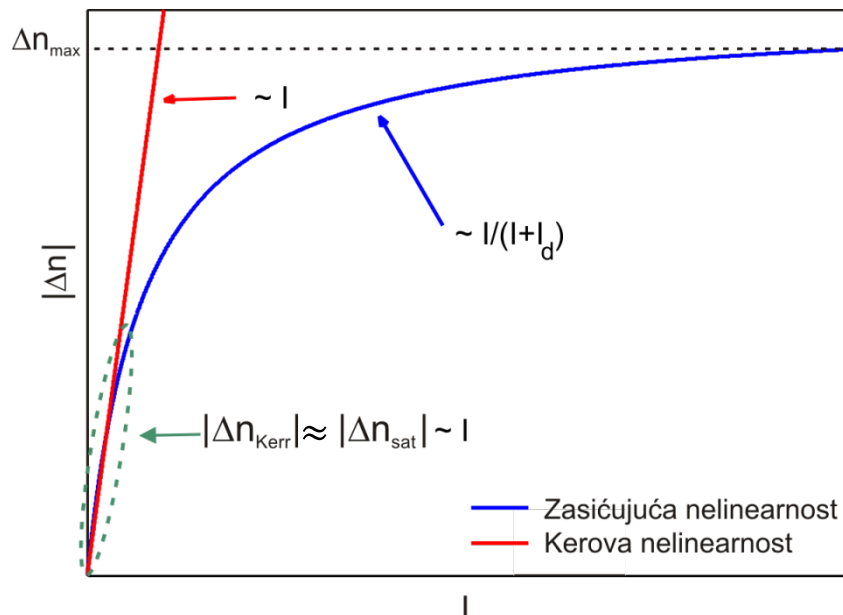
znači da će prolaskom svetlosti kroz kristal indeks prelamanja biti lokalno snižen uzrokujući širenje snopa.

Odgovarajućom analizom koja uključuje matematičke modele kojima je opisan transport elektrona u kristalu usled prisustva elektro-optičkog efekta, moguće je dobiti relaciju koja povezuje promenu indeksa prelamanja i intenzitet upadnog zračenja:

$$\Delta n_{sat} = -\Delta n_{max} \frac{I(x)}{I(x) + I_d}, \quad (3.4)$$

gde Δn_{max} predstavlja maksimum promene indeksa prelamanja koji je određen parametrima kristala, $I(x)$ je modulacija intenziteta svetlosti u x pravcu, dok je sa I_d označena tamna iradijansa, parametar materijala koji je srazmeran struji mraka u kristalu.

Relacija (3.4) pokazuje da nelinearna zavisnost promene indeksa prelamanja od intenziteta upadne svetlosti ima zasićujući karakter, što znači da će s povećanjem intenziteta upadne svetlosti i apsolutna vrednost promene indeksa prelamanja rasti do neke vrednosti Δn_{max} , nakon čega će ostati konstantna. Zbog ovakvog svojstva fotorefraktivni materijali se često nazivaju i materijalima sa zasićujućom nelinearnošću. U slučaju malih intenziteta upadne svetlosti ($I(x) \ll I_d$), promena indeksa prelamanja Δn zavisi linearno od intenziteta $I(x)$, pa se za male intenzitete upadne svetlosti nelinearni odziv materijala svodi na Kerov slučaj. Ova aproksimacija je važeća ukoliko se posmatra stacionarni slučaj, situacija kada slobodni elektroni "zauzmu" krajnje pozicije na donorskim i akceptorskim nivoima i kada se u kristalu uspostavi ravnoteža. Zavisnost promene indeksa prelamanja od intenziteta upadne svetlosti za slučaj materijala s Kerovom i zasićujućom nelinearnošću data je na Slici 3.3.



Slika 3.3: Uporedni prikaz zavisnosti promene indeksa prelamanja u slučaju sredine s Kerovom i zasićujućom nelinearnošću. Za male intenzitete upadne svetlosti nelinearnost zasićujućeg tipa se može aproksimirati Kerovim tipom nelinearnosti.

U realnosti, prelazni režim do uspostavljanja ravnotežnog slučaja traje izvestan vremenski period i matematički ga je moguće opisati uključujući vremenski faktor u izraz za promenu indeksa prelamanja [105]:

$$\Delta n_{sat} = -\Delta n_{max} \frac{I(x)}{I(x) + I_d} (1 - e^{-t/\tau}), \quad (3.5)$$

gde je τ vremenska konstanta koja zavisi od karakteristika materijala u kojoj se svetlost prostire. U slučaju LiNbO_3 vreme uspostavljanja nelinearnosti zavisi od intenziteta upadne svetlosti i kreće se od nekoliko sekundi do nekoliko časova.

Osobine pomenutih nelinearnosti izuzetno su zanimljive za analizu prostiranja svetlosnog snopa kroz rešetku talasovoda. Nelinearnim prostiranjem kroz ovakav sistem svetlosni snop se ne širi, iako je poznato da to nije slučaj s linearnim prostiranjem kada preovlađuje efekat difrakcije. Ukoliko je upadni svetlosni snop velikog intenziteta, doći će do jake nelinearne interakcije između snopa i materijala kroz koji se prostire, što će dovesti do poništavanja nelinearnih i difrakcionih efekata. Rezultat ove pojave jeste stvaranje samozarobljenog svetlosnog snopa (optičkog solitona) koji se kroz materijal prostire bez širenja.

Pomenute lokalizovane strukture matematički predstavljaju rešenja sistema spregnutih 1D DNŠJ o čemu će biti reči u narednom poglavlju.

3.3 Matematički model nelinearnog prostiranja talasa kroz 1D rešetke talasovoda

Nelinearno prostiranje polja u diskretnim sistemima sa zasićujućom nelinearnosti može se opisati diskretnom verzijom Vinetski-Kuktarev (Vinetskii-Kukhtarev) jednačine [87,106]:

$$i \frac{dU_n}{dZ} + U_{n-1} + U_{n+1} - 2U_n - \gamma \frac{U_n}{1 + |U_n|^2} = 0, \quad (3.6)$$

gde je U_n amplituda polja u n -tom talasovodu, odnosno čvoru diskretne rešetke ($n = 1 \dots N$), a γ nelinearni parametar koji opisuje tip nelinearnosti.

Prethodna jednačina predstavlja sistem linearno spregnutih nelinearnih diferencijalnih jednačina i opisuje dinamiku polja unutar prve dozvoljene zone okružene s dva polubeskonačna procepa, usled čega se zanemaruje uticaj modova višeg reda. Za ovakav sistem moguće je definisati dve dinamički konzervisane veličine:

1. Ukupna snaga: $P_{sat} = \sum_{n=1}^N |U_n|^2$;
2. Hamiltonijan sistema: $H_{sat} = \sum_{n=1}^N [\gamma \cdot \ln(1 + |U_n|^2) + |U_{n-1} - U_n|^2]$.

Pandan ovim veličinama u kvantnoj mehanici jesu norma talasne funkcije i energija sistema H . S obzirom na to da za posmatrani sistem s N stepeni slobode postoje samo dve konzervisane veličine (dva integrala kretanja), modalna jednačina (3.6) nije integrabilna, pa ni njena rešenja neće biti čisto solitonska.

Jednačinu (3.6) je moguće napisati u malo drugačijem obliku. Predstavimo parametar γ preko konstante sprežanja C i nelinearnog parametra α kao $\gamma = \alpha/(C\kappa)$, gde je κ novi nelinearni parametar kojim se opisuje "jačina" nelinearnosti. Ukoliko u prethodnom izrazu dodamo i oduzmemo član $\alpha/(C\kappa)U_n$, biće:

$$i \frac{dU_n}{dZ} + U_{n-1} + U_{n+1} - 2U_n - \frac{\alpha}{C\kappa} \frac{U_n}{1 + |U_n|^2} + \frac{\alpha}{C\kappa} U_n - \frac{\alpha}{C\kappa} U_n = 0. \quad (3.7)$$

Množenjem čitave jednačine faktorom $\exp\{i[2 + \alpha/(C\kappa)]Z\}/\sqrt{\kappa}$, sledi:

$$\begin{aligned} & i \frac{dU_n}{dZ} \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \exp\{i[2 + \alpha/(C\kappa)]Z\} + U_{n-1} \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \exp\{i[2 + \alpha/(C\kappa)]Z\} + \\ & + U_{n+1} \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \exp\{i[2 + \alpha/(C\kappa)]Z\} - 2U_n \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \exp\{i[2 + \alpha/(C\kappa)]Z\} - \\ & - \frac{\alpha}{C\kappa} \frac{U_n}{1 + |U_n|^2} \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \exp\{i[2 + \alpha/(C\kappa)]Z\} + \frac{\alpha}{C\kappa} U_n \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \exp\{i[2 + \alpha/(C\kappa)]Z\} - \\ & - \frac{\alpha}{C\kappa} U_n \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \exp\{i[2 + \alpha/(C\kappa)]Z\} = 0, \end{aligned} \quad (3.8)$$

gde se zbir prvog, četvrtog i poslednjeg člana iz prethodne jednačine može predstaviti kao:

$$i \frac{d\left(\frac{U_n}{\sqrt{\kappa}} \exp\{i[2 + \alpha/(C\kappa)]Z\}\right)}{dZ}.$$

Uvođenjem smena:

$$Z = Cz \Rightarrow \frac{d}{dz} = \frac{dZ}{dz} \frac{d}{dZ} = C \frac{d}{dZ} \Rightarrow \frac{d}{dZ} = \frac{1}{C} \frac{d}{dz}$$

$$E_n = \frac{U_n}{\sqrt{\kappa}} \exp\{i[2 + \alpha/(C\kappa)]Z\},$$

i njihovim ubacivanjem u (3.8) sledi:

$$i \frac{1}{C} \frac{dE_n}{dz} + E_{n-1} + E_{n+1} + \frac{\alpha}{C\kappa} E_n - \frac{\alpha}{C\kappa} \frac{E_n}{1 + \kappa|E_n|^2} = 0. \quad (3.9)$$

Sabiranjem poslednja dva člana i množenjem čitave jednačine parametrom C , konačno se dobija 1D DNSJ za slučaj prostiranja talasa amplitude E_n kroz sredinu sa zasićujućom nelinearnosti:

$$i \frac{dE_n}{dz} + C(E_{n-1} + E_{n+1}) + \alpha \frac{|E_n|^2}{1 + \kappa|E_n|^2} E_n = 0. \quad (3.10)$$

Ovde će u zavisnosti od tipa nelinearnosti (samofokusirajuće/samodefokusirajuće), α biti pozitivna, odnosno negativna veličina.

Diskretni sistemi s kubnom (Kerovom) nelinearnošću, kao što su rešetke talasovoda u AlGaAs, su veoma dobro opisane kubnom 1D DNSJ [107]:

$$i \frac{dE_n}{dz} + C(E_{n-1} + E_{n+1}) + \alpha|E_n|^2 E_n = 0, \quad (3.11)$$

gde E_n predstavlja amplitudu polja u n -tom talasovodu, dok je α nelinearni parametar koji opisuje tip nelinearnosti.

Odgovarajuće konzervisane veličine će u ovom slučaju glasiti:

1. Ukupna snaga: $P_{Kerr} = \sum_{n=1}^N |E_n|^2$;
2. Hamiltonijan sistema: $H_{Kerr} = \sum_{n=1}^N \left[C|E_n - E_{n-1}|^2 + \frac{\alpha}{2} |E_n|^4 \right]$.

Na osnovu relacije (3.10) vidi se da se za male vrednosti parametra κ zasićujuća nelinearnost može aproksimirati Kerovom, usled čega se izraz (3.10) svodi na jednačinu (3.11).

Nelinearno prostriranje svetlosnog snopa kroz rešetke sa zanemarljivim gubicima može biti modelovano i u paraksijalnoj aproksimaciji, već pomenutom paraksijalnom jednačinom (2.10), pri čemu je indeks prelamanja nelinearna funkcija upadnog polja:

$$i \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k \frac{n(x) + \Delta n(|E|^2)}{n_0} E = 0, \quad (3.12)$$

gde je promena indeksa prelamanja usled prisustva nelinearnosti označena s Δn . Ova funkcija će imati različit oblik u zavisnosti od tipa postojeće nelinearnosti u materijalu.

Rešavanjem nelinearne paraksijalne jednačine moguće je dobiti nelinearna lokalizovana rešenja unutar bilo kog procepa zonskog spektra. S druge strane, teorija spregnutih modova dozvoljava analizu prostriranja svetlosti samo unutar prve dozvoljene zone zonskog spektra, podrazumevajući da je nelinearni odziv u materijalu trenutani. Stoga se rešavanjem 1D DNSJ dobijaju nelinearna lokalizovana rešenja samo u okviru prva dva procepa.

3.4 Optički solitoni –nelinearne lokalizovane strukture

Solitonski talas ili uopšteno soliton, predstavlja samozarobljeni talasni paket ili impuls koji se konstantnom brzinom prostire kroz sredinu ne menjajući svoj oblik. Postojanje ovih struktura posledica je međusobnog poništavanja nelinearnih i difraktivnih/disperzionih efekata koji utiču na talas koji se prostire unutar različitih nelinearnih sistema poput fluida, optičkih fibera, Boze-Ajnštajnovih kondenzata, DNK lanaca, plazme, itd. [66].

S matematičkog stanovišta solitoni su po definiciji partikularna rešenja različitih tipova nelinearnih parcijalnih diferencijalnih jednačina za čije je postojanje neophodan beskonačan broj konzervisanih veličina u sistemu u kojem se pojavljuju. Kako najveći broj realnih fizičkih sistema ne zadovoljava ovo svojstvo, već se kao jedine konzervisane veličine u sistemu pojavljuju obično snaga i Hamiltonijan, nelinearne evolucione jednačine postaju neintegrabilne čime i njihova stacionarna i lokalizovana rešenja više nisu solitoni, već tzv. solitarni talasi. Uprkos gubicima koji postoje u sistemu, solitarni talasi takođe održavaju svoj oblik i opstaju u strukturi veoma dugo, čak i nakon međusobnih interakcija. Zbog ovih sličnosti u osobinama, razlike između solitona i solitarnih talasa se najčešće zanemaruju, te se, pogotovo u optici, koristi univerzalan naziv soliton za obe vrste lokalizovanih struktura.

Prvi zapis o pojavi solitona potiče od Džona Skota Rasela (John Scott Russell), pomorskog inženjera iz Škotske [108]. Jašući konja duž uskog kanala nedaleko od Edinburga, Rasel je primetio čudan prizor: vodeni talas koji se prostirao nekoliko milja bez promene svog oblika i amplitude. Nekoliko godina kasnije, eksperimentišući s talasima u plitkoj vodi, on opaža da se njihov oblik može opisati sech^2 funkcijom, kao i da je maksimum njihove amplitude proporcionalan brzini kojom se prostiru. Tek 1895. godine Korteveg (Korteweg) i de Friz (de Vries) izvode nelinearnu talasnu jednačinu koja je opisivala evoluciju talasa kakve je Rasel video u

svom eksperimentu [109], a čija su rešenja bila solitarni talasi. Šezdeset i pet godina kasnije, Gardner (Gardner) i Morikava (Morikawa) [110] dokazuju da su ova rešenja prostorno i vremenski stabilne strukture za veliki broj početnih uslova. Potom Fermi, Pasta i Ulam analiziraju kretanje talasa u periodičnim lancima atoma koji su međusobno nelinearno spregnuti [78]. Inspirisani ovim radom Zabuski (Zabusky) i Kruskal (Kruskal) numerički rešavaju Kortevog de Friz jednačinu, ubacujući periodične granične uslove u analizu problema i pokazuju da rešenja ove jednačine, tj. solitarni talasi, elastično interaguju među sobom [111]. Upravo zbog ove osobine solitarna rešenja dobijaju "čestično" ime- solitoni. 1971. godine, Zaharov (Zakharov) i Šabat (Shabat) dokazuju da je problem povratnog rasejanja (*inverse scattering problem*) koji važi u slučaju Kortevog de Friz jednačine, primenjiv i u slučaju NŠJ [112]. Dve godine kasnije, Ablovic i saradnici pokazuju da je ovaj pristup analogan Furijeovoj (Fourier) transformaciji u nelinearnim problemima, nazvavši ga transformacijom povratnog rasejanja (*inverse scattering transformation*) [113].

Fenomen postojanja solitona je posebno interesovanje izazvao u oblasti nelinearne optike. Jedan od najznačajnijih razloga za ovo jeste činjenica da se optički solitoni relativno jednostavno eksituju kako u kontinualnim sredinama tako i u talasovodima koristeći relativno jeftinu laboratorijsku opremu, tako da su pogodni za eksperimentalna istraživanja. S druge strane, ovakve strukture imaju velik potencijal za realizaciju brzih i dugih optičkih komunikacionih veza gde bi predstavljali osnovne nosioce informacija, kao i za realizaciju optičkih komponenti kojima bi bilo moguće vršiti obradu signala [83,114,115]. Osnovni koncept ove ideje o upravljanju i vođenju svetlosti svetlosnim snopom leži u korišćenju dinamičkih svojstava optičkih solitona i njihovoj interakciji.

Solitoni u optičkim strukturama nastaju kao posledica jake nelinearne interakcije između svetlosnog snopa i sredine kroz koju se snop prostire, usled čega dolazi do potiranja između nelinearnih i difrakcionih/ disperzionih efekata, što rezultira stvaranjem samozarobljenog svetlosnog snopa, tj. optičkog solitona koji se prostire bez širenja kroz posmatranu strukturu. Najgrublja podela solitona vrši se na osnovu vrste linearnog efekta koji utiče na njihovo formiranje, te ih svrstavamo u tri grupe:

Prostorne solitone – nastaju kao posledica poništavanja nelinearnih efekata i difrakcije i javljaju se, između ostalog, u fotonskim rešetkama,

Vremenske solitone - nastaju kao posledica poništavanja nelinearnih efekata i disperzije u materijalu i karakteristični su za optička vlakna, i

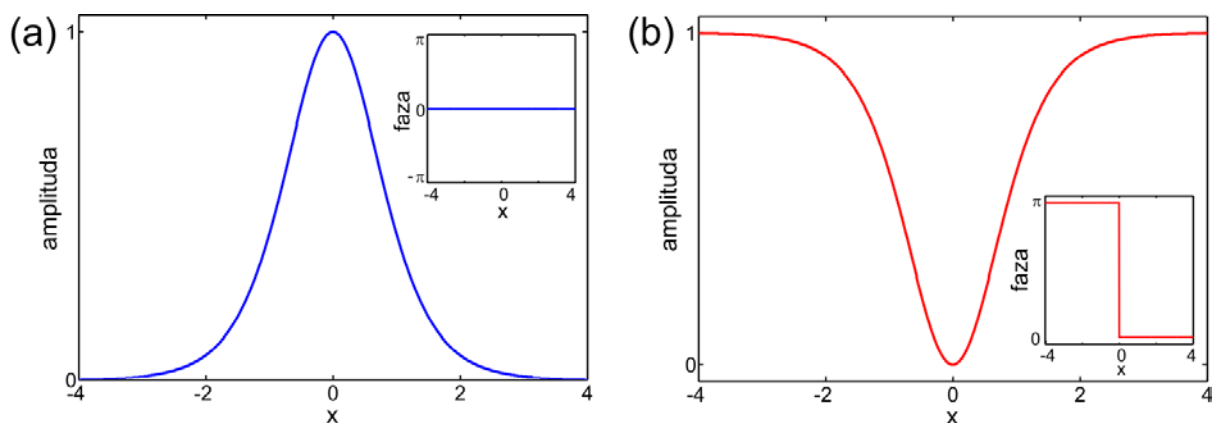
Prostorno-vremenske solitone – nastaju kao posledica poništavanja nelinearnih efekata i efekata nastalih kombinacijom disperzije i difrakcije.

Postojanje prostornih solitona su prvi put 1974. godine eksperimentalno potvrdili Aškin (Ashkin) i Bjorkholm (Bjorkholm) [116], dok su formiranje vremenskih solitona u optičkim vlaknima prvi uočili Mojenor (Mollenauer) i Smit (Smith) 1988. godine [117]. Prostorno-vremenski solitoni se mogu dobiti u optičkim vlaknima, kao i u višedimenzionalnim kontinualnim sistemima kada se popularno nazivaju "optička zrna" (*light bullets*) [66].

Formiranje prostornih solitona se može objasniti na primeru sabirnog sočiva. Prilikom prolaska kroz sočivo optičko polje se fokusira zbog toga što sočivo unosi nehomogenu promenu faze. Ova promena faze je funkcija prostora i zavisi od talasnog vektora optičkog polja k_0 , indeksa prelamanja sočiva n_l i njegove debljine L , tj. $\varphi(x) = k_0 n_l L(x)$. Iz relacije se vidi da će faza polja pratiti zavisnost debljine sočiva od koordinate x , jer su k_0 i n_l konstantne veličine. Isti efekat je

moguće uočiti ukoliko se fiksira debljina sočiva, a indeks prelamanja predstavi kao funkcija prostora. U nelinearnim sredinama ovo se ostvaruje ubacivanjem jakog laserskog snopa u materijal. Prilikom prostiranja kroz materijal maksimum intenziteta biće u samom centru snopa, dok će ka obodu intenzitet postepeno opadati. Na ovaj način formira se talasovod čiji je indeks prelamanja funkcija intenziteta koji zavisi od širine snopa. Ukoliko je optički snop ujedno i sopstveni mod novonastalog talasovoda, usled poništavanja efekta samofokusiranja i difrakcije, on biva zarobljen pri čemu nastaje prostorni soliton koji nepromenjen putuje kroz talasovod.

Optički solitoni se, generalno, mogu pojaviti u dva različita tipa koja se nazivaju svetlim i tamnim solitonima. Prvi tip solitona prikazan je na Slici 3.4(a). U prostornom domenu, svetli solitoni nastaju u kontinualnim sredinama koje se odlikuju normalnom difrakcijom i pozitivnim nelinearnim odzivom, tj. u sredinama sa samofokusirajućom nelinearnošću. Kako prostorna difrakcija teži da raširi fazni front putujućeg talasa, efekat samofokusiranja će težiti da vrati fazni front u početno stanje sve dok se uticaji ova dva efekta potpuno ne izjednače i međusobno ne ponište. Tamni solitoni (Slika 3.4(b)) predstavljaju udubljenje, odnosno tamni usek na pozadini koja je različita od nule [118,119,120]. Ovaj tip solitona nastaje u sredinama sa samodefokusirajućom nelinearnošću kao posledica poništavanja difrakcije i nelinearnosti koja na talas deluje poput rasipnog sočiva.



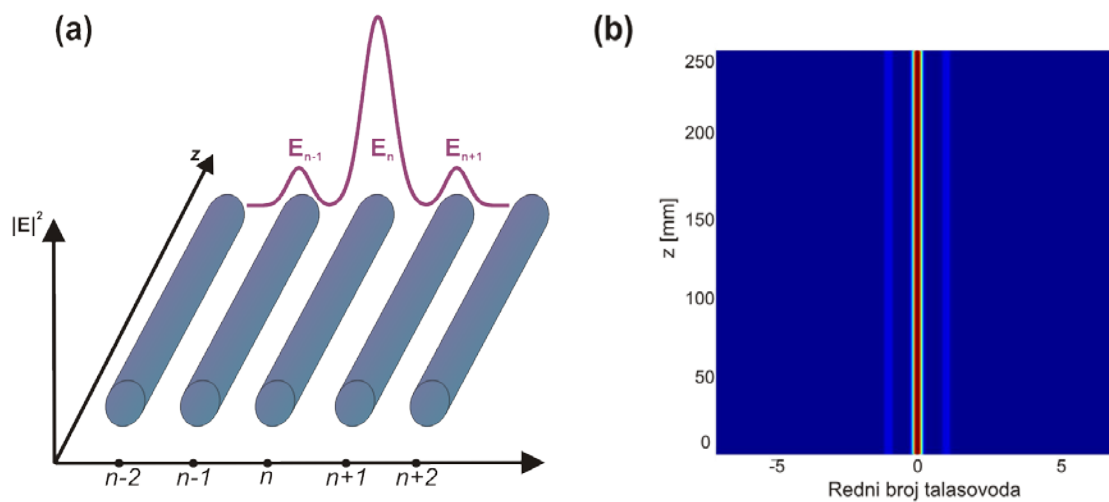
Slika 3.4. Izgled amplitude (a) svetlog i (b) tamnog solitona. Dodaci na slikama predstavljaju odgovarajuću faznu relaciju.

Razlika između svetlih i tamnih solitona ogleda se i u fazi amplitude. Dok je kod svetlih solitona faza konstantna, tamni solitoni u centralnom delu imaju promenu faze za π . U slučaju kada promena faze obvojnice ne iznosi tačno π , kontrast između udubljenja tamnog solitona i pozadinskog talasa se smanjuje, pa se ova vrsta tamnih solitona naziva sivi soliton.

Prostorni solitoni se na osnovu različitih kriterijuma kao što su dinamičke osobine solitona, njihova stabilnost, vrsta nelinearne sredine u kojoj se mogu formirati, tip zabranjene zone u kojoj nastaju, itd., mogu dalje klasifikovati u brojne podgrupe. Tako postoje višekomponentni vektorski solitoni formirani od dva solitona: svetlog i tamnog [121], nekoherentni solitoni koji su karakteristični za prostiranje jakog nekoherentnog snopa kroz sredinu u kojoj nelinearni odziv nije trenutni [122], kao i diskretni i gep solitoni koje je moguće dobiti u 1D, 2D i 3D fotonskim rešetkama. Diskretni solitoni se javljaju u polubeskonačnoj zabranjenoj zoni, dok gep solitoni postoje u procepima između dozvoljenih zona. S obzirom na interesantne osobine koje ispoljavaju, a koje se ne mogu sresti u kontinualnim sredinama, ovakvi solitoni predstavljaju veoma aktivnu oblast istraživanja na polju nelinearne optike o čemu svedoči veliki broj publikacija [71,84,123,124,125].

Prilikom prostiranja svetlosnog snopa kroz nelinearnu rešetku talasovoda, nelinearna promena indeksa prelamanja poništiće se s difrakcionim efektima koje unosi periodičnost strukture, tako da će snop ostati zarobljen u malom broju talasovoda, što je prikazano na [Slici 3.5](#).

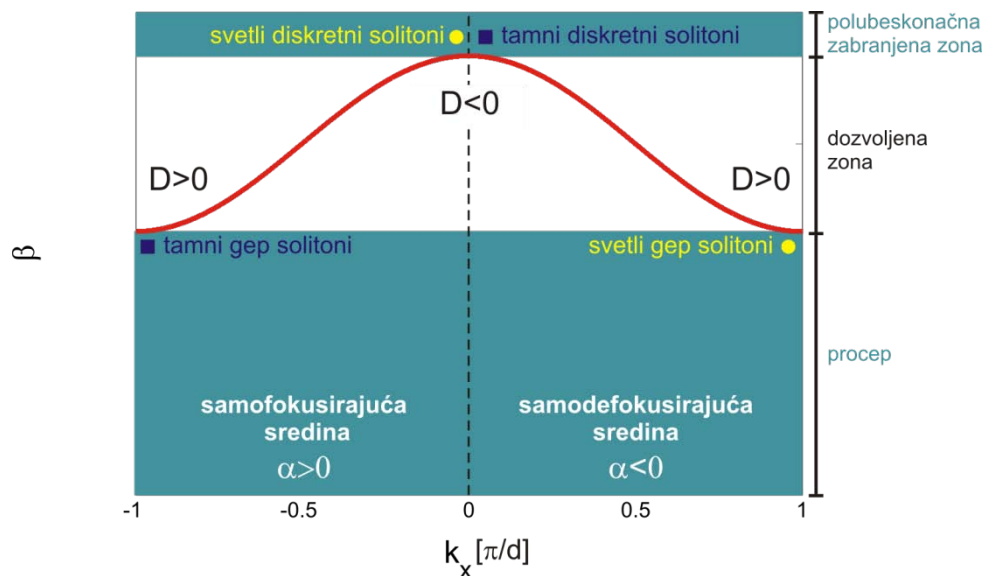
U zavisnosti od tipa nelinearnosti (samofokusirajuće/samodefokusirajuće), snop će u talasovodima u kojima se prostire povećati, odnosno smanjiti indeks prelamanja, stvarajući na taj način nelinearni potencijal koji će omogućiti samozarobljavanje snopa i formiranje diskretnog, odnosno gep solitona. Promena indeksa prelamanja usled nelinearnosti materijala predstavlja optički defekat u strukturi usled kojeg dolazi do promene zonskog spektra. Naime, unutar zabranjenih zona pojavljuju se tzv. "defektni" nivoi, iznad i ispod dozvoljenih zona, pa će se u polubeskonačnoj zabranjenoj zoni ostvariti uslovi za formiranje diskretnih solitona, dok će se u procepima u blizini dozvoljenih zona pojaviti odgovarajući gep solitoni. Oblasti postojanja diskretnih i gep solitona unutar zonskog spektra u slučaju samofokusirajuće i samodefokusirajuće sredine, prikazani su na [Slici 3.6](#).



Slika 3.5: (a) Šematski prikaz sistema spregnutih nelinearnih talasovoda u kojima je moguće formiranje solitona usled poništavanja efekata diskretne difrakcije i nelinearnosti i (b) prostiranje solitona u uniformnoj rešetki talasovoda (pogled iz ptičje perspektive).

Uslov za postojanje svetlih, odnosno tamnih solitona, može se i matematički izvesti na osnovu modulacione nestabilnosti ravanskog talasa [67], kada za postojanje svetlih solitona mora biti ispunjeno: $\alpha \cdot D < 0$ (D je koeficijent difrakcije), dok će u slučaju tamnih solitona važiti: $\alpha \cdot D > 0$, kao što je šematski predstavljeno na [Slici 3.6](#).

Odavde se zaključuje da tip solitona koji će nastati (svetli/tamni) zavisi i od znaka nelinearnosti sredine i od znaka difrakcije. Kako u optičkim rešetkama postoje oba tipa difrakcije, samim tim će i formiranje oba tipa solitona biti moguće, što nije slučaj s kontinualnim sredinama.



Slika 3.6. Uporedni šematski prikaz zonskog spektra u slučaju samofokusirajuće i samodefokusirajuće rešetke talasovoda, pri čemu su označene oblasti postojanja svetlih i tamnih (diskretnih i gep) solitona.

3.4.1 Izgled nelinearnih lokalizovanih struktura

Kao što je već rečeno u poglavlju 3.3, ponašanje sporo promenljive obvojnice lokalizovanog moda koji se prostire kroz uniformnu diskretnu sredinu s Kerovom nelinearnošću, opisano je jednačinom (3.11). Stacionarno rešenje ove jednačine može biti napisano u obliku $E_n(z) = E_n e^{i\beta z}$, pri čemu će se, nakon ubacivanja u (3.11), 1D DNŠJ svesti na beskonačan skup stacionarnih spregnutih jednačina oblika:

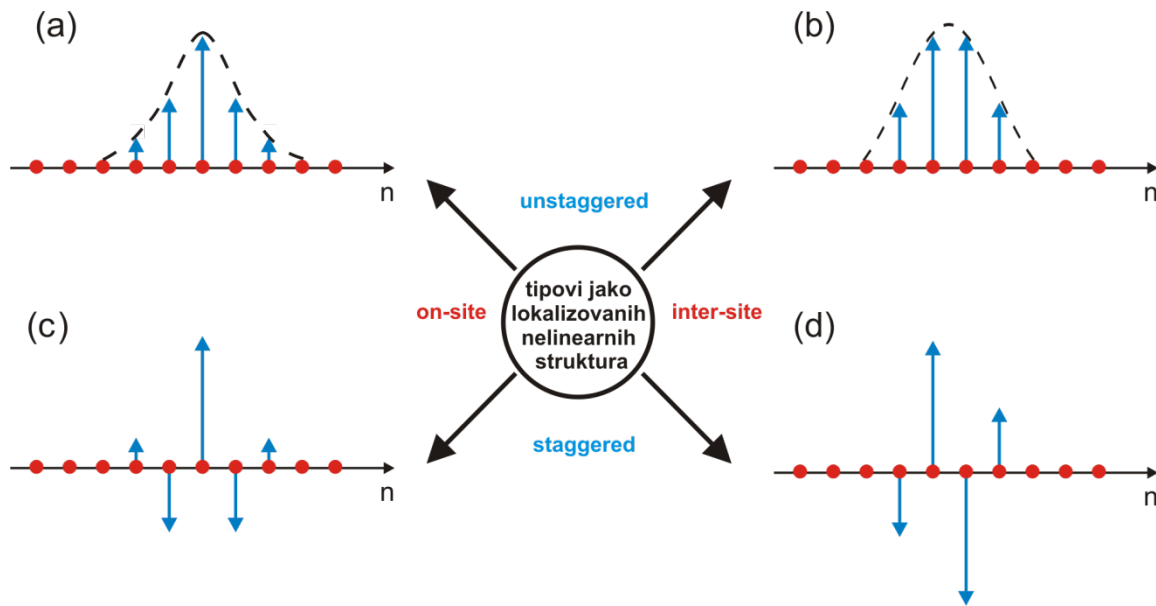
$$-\beta E_n + C(E_{n-1} + E_{n+1}) + \alpha |E_n|^2 E_n = 0, \quad (3.13)$$

gde se za dobijanje jako lokalizovanih rešenja (3.13) redukuje na sistem od konačno mnogo jednačina čime je moguće dobiti različite vrste solitonskih struktura koje zadovoljavaju posmatrani sistem. Redukcija broja jednačina vrši se izborom konačnog broja elemenata rešetke $n = N$, koristeći odgovarajuće granične uslove (apsorpcione, periodične, itd.). S obzirom na to da će se u tezi ispitivati osobine svetlih solitona u diskretnim sredinama, na Slici 3.7 dat je uporedni prikaz različitih tipova ovih struktura.

Ova četiri tipa solitona klasifikuju se na dva načina. Prema faznoj relaciji amplitude talasa u svakom od čvorova rešetke vidi se da postoje dve kombinacije: kada je talas u fazi - *unstaggered* tip (Slike 3.7(a) i 3.7(b)) i kada talas između susednih čvorova menja fazu za π - *staggered* tip (Slike 3.7(c) i 3.7(d)). Ove strukture takođe treba razlikovati i prema poziciji maksimuma zamišljene obvojnice solitona, pa stoga postoje strukture kod kojih je maksimum obvojnice centriran na samom čvoru - *on-site* tip ((Slike 3.7(a) i 3.7(c)), kao i one kod kojih je maksimum centriran između dva čvora - *inter-site* tip (Slike 3.7(b) i 3.7(d)).

U jednozonskom modelu, kakav se analizira teorijom spregnutih modova, *unstaggered* solitoni nastaju u polubeskonačnoj zabranjenoj zoni, jer se usled prisustva nelinearnosti u samofokusirajućoj sredini pobuđeni linearni modovi iz prve dozvoljene zone (Slika 2.7(b)) pomeraju naviše u polubeskonačnu zabranjenu zonu. Ovakve strukture se nazivaju diskretnim solitonima i formiraju se iznad prve dozvoljene zone u centru Brillueneve zone [84,123]. S druge strane, *staggered* solitoni nastaju u samodefokusirajućoj sredini i potiču od linearnih modova koji

su pobuđeni na krajevima Brillouneve zone, tj. u oblastima anomalne difrakcije. Ove strukture, tzv. gep solitoni formiraju se u procepu ispod prve dozvoljene zone [74,126].



Slika 3.7: Različite vrste jako lokalizovanih svetlih solitona koji postoje u rešetkama talasovoda: (a) unstaggered on-site, (b) unstaggered inter-site, (c) staggered on-site i (d) staggered inter-site struktura. Crna isprekidana linija predstavlja zamišljenu obvojnici posmatranog solitona.

Pored pomenutih "osnovnih" tipova postoji i veliki broj solitona čiji je izgled obvojnici složeniji. Uvrnuti ili *twisted*, solitoni sa zaravnjenim vrhom (*flat-top*), topološki i egzotični solitoni, samo su neki od mogućih konfiguracija, što zavisi od reda moda, geometrije struktura, vrste periodičnosti, itd. [66].

3.4.2 Stabilnost nelinearnih lokalizovanih struktura

Nakon dobijanja solitona rešavanjem stacionarne 1D DNSJ, potrebno je odrediti njihovu stabilnost u sistemu. Najčešće korišćeni uslovi za ispitivanje stabilnosti solitona jesu [127]:

- 1) Vahitov-Kolokolov (Vakhitov-Kolokolov) – VK uslov prema kojem su solitoni stabilni kada je ispunjeno $dP/d\beta < 0$;
- 2) Spektralni uslov, dobijen primenom linearne analize stabilnosti, prema kojem odgovarajuće svojstvene vrednosti linearizovane jednačine za male perturbacije u okolini stacionarnih rešenja moraju biti čisto imaginarne veličine.

VK kriterijum je postavljen za sisteme kod kojih je nelinearni član polinomskog tipa po kvadratu modula amplitude. U slučaju sredine sa zasićujućom nelinearnošću ovaj kriterijum ne mora uvek da važi. Zbog toga VK kriterijum predstavlja potreban, ali ne i dovoljan uslov u određivanju stabilnosti solitona. Stoga se pored VK uslova uporedo radi i linearna analiza stabilnosti u cilju rigoroznije provere uslova stabilnosti posmatranih solitonskih rešenja.

Polazeći od 1D DNSJ sa zasićujućim tipom nelinearnosti (3.10) i uvodeći smene: $E_n = \psi_n/\sqrt{\kappa}$ i $\alpha_{NL} = \alpha/\kappa$, pomenuta jednačina se može napisati u obliku:

$$i \frac{d\psi_n}{dz} + C(\psi_{n-1} + \psi_{n+1}) + \alpha_{NL} \frac{|\psi_n|^2}{1 + |\psi_n|^2} \psi_n = 0. \quad (3.14)$$

Rešenje prethodne jednačine je moguće pretpostaviti u obliku diskretnog ravanskog talasa konstantne amplitude u svim elementima rešetke: $\psi_n = (\phi_n + \delta\phi_n) \exp(-i\beta z)$, gde $\phi_n \exp(-i\beta z)$ predstavlja stacionarni deo rešenja, dok je s $\delta\phi_n \exp(-i\beta z)$ opisana mala perturbacija uneta u sistem, tako da važi $\delta\phi_n \ll \phi_n$. Ubacujući pretpostavljeno rešenje u jednačinu (3.14), nakon linearizacije izraza i zanemarivanja članova uz $\delta\phi_n^2$ dobija se jednačina koja opisuje evoluciju perturbacije u posmatranom sistemu:

$$i \frac{d\delta\phi_n}{dz} + \beta\delta\phi_n + C(\delta\phi_{n-1} + \delta\phi_{n+1}) + \frac{\alpha_{NL}}{1 + |\phi_n|^2} \left(\delta\phi_n |\phi_n|^2 + \frac{\phi_n^2 \delta\phi_n^* + |\phi_n|^2 \delta\phi_n}{1 + |\phi_n|^2} \right) = 0. \quad (3.15)$$

Neka je u opštem slučaju ϕ_n kompleksno ($\phi_n = \text{Re}(\phi_n) + i \cdot \text{Im}(\phi_n)$) i neka je:

$$\delta\phi_n = u_n + i v_n, \quad (3.16)$$

gde je $u_n = \text{Re}(\delta\phi_n)$ i $v_n = \text{Im}(\delta\phi_n)$. Tada se prethodni sistem jednačina može podeliti na realni i imaginarni deo, pri čemu oba dela jednačine moraju biti jednaka nuli, tj:

realni deo:

$$\begin{aligned} \frac{dv_n}{dz} - \beta\delta u_n - C(u_{n-1} + u_{n+1}) \\ - \frac{\alpha_{NL}}{1 + |\phi_n|^2} \left(|\phi_n|^2 u_n + \frac{|\phi_n|^2}{1 + |\phi_n|^2} u_n + \frac{\text{Re}^2(\phi_n) - \text{Im}^2(\phi_n)}{1 + |\phi_n|^2} u_n \right. \\ \left. + \frac{2\text{Re}(\phi_n)\text{Im}(\phi_n)}{1 + |\phi_n|^2} v_n \right) = 0, \end{aligned} \quad (3.17)$$

imaginarni deo:

$$\begin{aligned} \frac{du_n}{dz} + \beta\delta v_n + C(v_{n-1} + v_{n+1}) \\ + \frac{\alpha_{NL}}{1 + |\phi_n|^2} \left(|\phi_n|^2 v_n + \frac{|\phi_n|^2}{1 + |\phi_n|^2} v_n - \frac{\text{Re}^2(\phi_n) - \text{Im}^2(\phi_n)}{1 + |\phi_n|^2} v_n \right. \\ \left. + \frac{2\text{Re}(\phi_n)\text{Im}(\phi_n)}{1 + |\phi_n|^2} u_n \right) = 0. \end{aligned} \quad (3.18)$$

U matricnoj formi sistem jednačina ima oblik:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} u_n \\ v_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & H^+ \\ H^- & B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_n \\ v_n \end{bmatrix} \equiv \mathbf{M} \begin{bmatrix} u_n \\ v_n \end{bmatrix}, \quad (3.19)$$

gde je matrica \mathbf{M} kvadratna matrica dimenzija $2N \times 2N$, a čiji elementi iznose:

$$\begin{aligned} A_{i,j} &= -2\alpha_{NL} \frac{\text{Re}(\phi_i)\text{Im}(\phi_i)}{(1 + |\phi_i|^2)^2} \delta_{i,j}, \\ B_{i,j} &= -A_{i,j} = 2\alpha_{NL} \frac{\text{Re}(\phi_i)\text{Im}(\phi_i)}{(1 + |\phi_i|^2)^2} \delta_{i,j}, \end{aligned}$$

$$H_{i,j}^+ = -\beta - \frac{\alpha_{NL}}{1 + |\phi_i|^2} \left(|\phi_i|^2 + \frac{|\phi_i|^2}{1 + |\phi_i|^2} - \frac{\text{Re}^2(\phi_i) - \text{Im}^2(\phi_i)}{1 + |\phi_i|^2} \right) \delta_{i,j} - C(\delta_{i,j-1} + \delta_{i,j+1})$$

i

$$H_{i,j}^- = \beta + \frac{\alpha_{NL}}{1 + |\phi_i|^2} \left(|\phi_i|^2 + \frac{|\phi_i|^2}{1 + |\phi_i|^2} + \frac{\text{Re}^2(\phi_i) - \text{Im}^2(\phi_i)}{1 + |\phi_i|^2} \right) \delta_{i,j} + C(\delta_{i,j-1} + \delta_{i,j+1}).$$

Funkcije u_n i v_n moraju zadovoljavati linearni svojstveni problem [128]:

$$\mathbf{M} \begin{bmatrix} u_n \\ v_n \end{bmatrix} = \lambda \begin{bmatrix} u_n \\ v_n \end{bmatrix}, \quad (3.20)$$

gde λ predstavlja svojstvenu vrednost. Ukoliko su dobijene svojstvene vrednosti:

- 1) čisto imaginarne veličine => soliton je stabilan i održava svoj oblik tokom prostiranja kroz sistem;
- 2) čisto realne veličine => soliton je nestabilan i raspada se usled postojanja perturbacije;
- 3) kompleksne veličine => soliton je oscilatorno nestabilan.

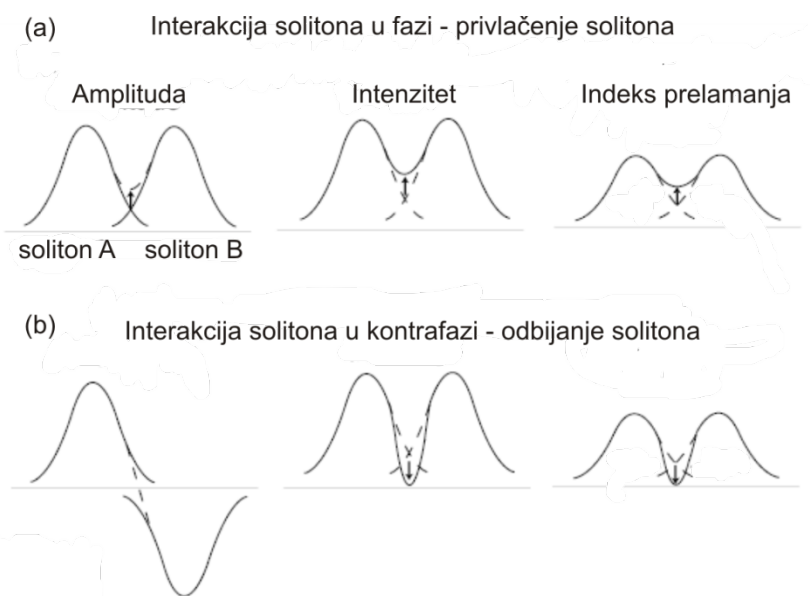
3.4.3 Interakcije solitona u optičkim rešetkama

Interakcije solitona i njihovo kretanje u različitim pravcima kroz optičke rešetke predstavljaju jednu od najinteresantnijih oblasti koje proučavaju fenomene optičkih solitona. Uprkos činjenici da ovi nelinearni lokalizovani modovi jesu elektromagnetski talasi, međusobne interakcije solitona podsećaju na sudare čestica odakle i potiče "čestično" ime - soliton. Ubacivanje dodatnog solitona u posmatrani optički sistem uzrokuje promenu pravca prostiranja ova dva moda. Kako bi se solitoni međusobno "videli", a samim tim i interagovali, mora biti obezbeđeno preklapanje njihovih repova, odnosno posmatrani solitoni ne smeju biti previše udaljeni jedan od drugog. S obzirom na to da polja solitona menjaju optička svojstva sredine kroz koju se prostiru, to će svaki od solitona uticati na kretanje drugog solitona kroz sistem.

Postoje dve vrste solitonskih interakcija: koherentne i nekoherentne. Koherentne interakcije nastaju u sredinama kod kojih je nelinearni odziv trenutna (ili ekstremno brz) poput materijala s Kerovom i kvadratnom nelinearnošću. Kod koherentnih interakcija je bitno da se relativna faza između dva snopa koji se preklapaju i interferiraju održava mnogo duže u odnosu na vreme odziva nelinearnosti sredine kroz koju se snopovi prostiru [129]. Solitoni se tada privlače ili odbijaju u zavisnosti od toga da li su njihove obvojnice u fazi ili u kontrafazi. S druge strane, u slučaju nekoherentnih interakcija relativna promena faze između snopova je mnogo brža od nelinearnog odziva sredine. Kod ovakvog tipa interakcija uvek će doći do međusobnog privlačenja solitona. Ne koherentne interakcije su svojstvene za materijale s dužim vremenom nelinearnog odziva kakav je karakterističan za fotorefraktivne sredine [130]. Ipak, ukoliko se relativna faza između interagujućih solitona održava konstantnom tokom prostiranja moguća je pojava koherentnih interakcija i u fotorefraktivnim sredinama [131,132]. Kako su u tezi ispitivane samo koherentne interakcije između solitona u daljem tekstu će se pod solitonskim interakcijama podrazumevati koherentne interakcije.

Najjednostavniji tip interakcija jeste interakcija dva paralelna solitona čija su polja u fazi. U ovom slučaju dolazi do povećanja intenziteta svetlosti u centralnom delu između elemenata rešetke u kojima se prostiru solitoni, što uzrokuje lokalno povećanje promene indeksa prelamanja u toj oblasti. Ovo povećanje promene indeksa prelamanja utiče na pomeranje maksimuma obvojnice svakog od solitona ka oblasti s većim indeksom prelamanja što deluje kao da se solitoni privlače, kao što je prikazano na Slici 3.8(a). Solitoni koji su međusobno u kontrafazi interferiraju destruktivno, što će za posledicu imati smanjenje promene indeksa prelamanja u oblasti gde se njihovi repovi preklapaju. Stoga će se maksimumi svakog od solitona pomeriti prema oblastima s većim/manjim indeksom prelamanja (fokusirajuća/defokusirajuća sredina), pa će izgledati kao da se solitoni međusobno odbijaju (Slika 3.8(b)).

Pomenuti efekti koji su posledica sudaranja solitona u sredinama sa zasićujućom nelinearnosti mogu dovesti i do efekata poput spajanja (fuzije), razdvajanja (fisiije) i raspadanja solitona [133]. U svim ovim procesima dolazi do pojave neelastičnih sudara, pri kojima se jedan deo energije izrači u cilju formiranja nove stabilne solitonske strukture.



Slika 3.8: Tipovi interakcija solitona kada su solitoni u (a) fazi i (b) kontrafazi s odgovarajućim izgledom intenziteta novonastalog moda i profilom indeksa prelamanja.

Pored paralelnih interakcija, postoje i interakcije pod uglom. Za stabilne solitone i bridere (*breather*) karakteristično je pravolinijsko kretanje duž elemenata rešetke unutar kojih su zarobljeni. Diskretni brider predstavlja solitonsku strukturu, tj. lokalizovani nelinearni talas čija obvojnica osciluje ("diše") tokom prostiranja. Skretanje s pravolinijskih putanja i slobodno kretanje solitonskih struktura kroz rešetku je moguće ukoliko nelinearni lokalizovani mod savlada tzv. Pajrls-Nabarovu (Peierls-Nabarro) (PN) barijeru, tj. periodični potencijal koji je posledica diskretnosti nelinearnih sistema usled čega je onemogućeno slobodno kretanje lokalizovanih modova kroz rešetku. Postojanje PN barijere ukazuje na narušavanje translacione invarijantnosti sistema uvođenjem diskretizacije duž nekog od pravaca, pa je potrebno da lokalizovani mod savlada izvesni minimum energije (PN barijeru) kako bi mogao slobodno da putuje unutar diskretnog sistema [87].

Jedan od načina na koji je moguće ostvariti kretanje solitona kroz rešetku pod nekim uglom jeste dodavanje momenta u transverzalnom pravcu, tj. uvođenjem fazne razlike između amplituda polja u susednim elementima rešetke. U eksperimentu se ovo ostvaruje ubacivanjem laserskog

snopa u uzorak pod odgovarajućim uglom [134]. Na ovaj način, za dovoljno velike transverzalne momente, solitoni mogu da savladaju PN barijeru, putuju kroz rešetku i u zavisnosti od parametara (poput jačine transverzalnog momenta, rastojanja između centara solitona, njihove snage, itd.) međusobno interaguju formirajući nove tipove solitona.

Solitonske interakcije mogu imati veliku primenu u budućim optičkim komunikacionim sistemima, gde bi se njihova svojstva mogla iskoristiti u pravljenju optičkih komponenti poput prekidača (*switch*), skretnica (*router*), sprežnjaka (*coupler*) i razdelnika (*splitter*) za prenos informacija.

4 Prostiranje svetlosti u 1D rešetkama talasovoda sa defektom

U ovoj glavi prikazana je teorijska i eksperimentalna analiza prostiranja svetlosti u različitim tipovima nelinearnih rešetki talasovoda koje u sebi sadrže defekat. Na osnovu odgovarajućeg teorijskog modela ispitaće se potrebni uslovi za postojanje različitih vrsta modova u posmatranim strukturama, kao i njihove osobine.

4.1 Uticaj defekta na prostiranje svetlosti u fotonskim kristalima

Defekti u rešetkama talasovoda predstavljaju nepravilnosti u periodičnosti rešetke. Usled njihovog postojanja u periodičnim strukturama dolazi do narušavanja translacione simetrije koju sistem poseduje, što uzrokuje promenu u zonskom spektru u vidu pojave tzv. "defektnih" nivoa u procepima zonskog spektra. Kako je u procepima talasni vektor kompleksna veličina, samim tim i rešenja linearne talasne jednačine više nisu FB modovi. Umesto njih dolazi do pojave evanescentnih tzv. defektnih modova, što matematički gledano odgovara imaginarnom delu talasnog vektora koji utiče na eksponencijalno opadanje polja u okolini defekta.

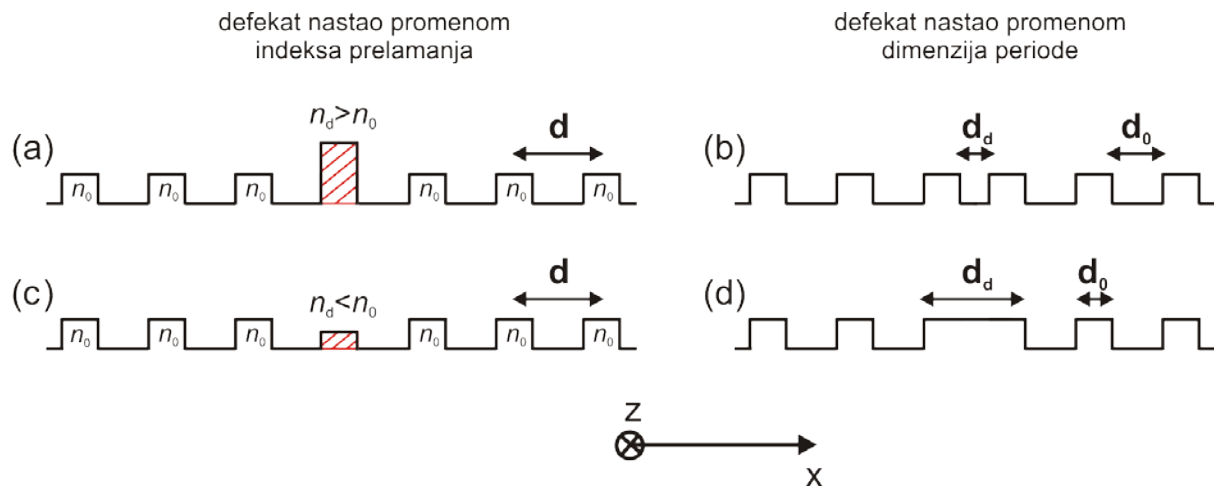
Defekte u fotonskim kristalima je moguće podeliti u nekoliko grupa:

- 1) tačkasti (*point*) defekti – predstavljaju lokalne promene u periodičnosti kristala i njihovo prisustvo je uočljivo usled pojave defektnih modova na diskretnim učestanostima unutar različitih zonskih procepa. U 1D fotonskim kristalima defekti se prave menjanjem indeksa prelamanja ili debljine jednog od kristalnih slojeva [135]. U 2D i 3D slučaju defekti se dobijaju na sličan način, bilo menjanjem debljine perioda strukture (*substitution defect*), bilo uklanjanjem jedne od periodičnih struktura u sistemu (*interstitial defect*) ili ubacivanjem strukture drugačije periode (*dopant defect*) [13,136].
- 2) prošireni (*extended*) defekti – predstavljaju analogon dislokacijama u čvrstotelnim kristalima i uočavaju se na osnovu pojave transmisionih zona u oblastima zonskih procepa, gde u originalnom kristalu nije bilo prostiranja. Ovakvi defekti se mogu dobiti u sve tri dimenzije. Prost primer jeste 1D defekt u 2D kristalu koji se dobija umetanjem identičnih tačkastih defekata na međusobno jednaka rastojanja duž željenog pravca. Svaki tačkasti defekt predstavlja optički rezonator. Ukoliko je rastojanje između njih malo, dolazi do sprezanja, što za rezultat ima formiranje dva defektna moda. Stoga je očigledno da sprezanje beskonačno mnogo defekata dovodi do formacije transmisionne zone sastavljene od bezbroj spregnutih modova. Međutim, prošireni defekti se najčešće prave uklanjanjem ili menjanjem jednog ili više elemenata unutar strukture duž željenog pravca u kristalu [13].
- 3) površinski defekti – pojavljuju se na površini kristala (npr. polubeskonačni kristal), na razdvojnoj površini vazduh (kontinualna sredina)/ kristal. Površinski defekti povećavaju broj različitih lokalizovanih modova koji se mogu prostirati duž granične površine u strukturi ili u njenoj neposrednoj blizini [137,138,139].

Konkretno, u 1D rešetkama talasovoda defekt je moguće napraviti na jedan od sledećih načina:

- 1) promenom indeksa prelamanja jednog ili više talasovoda u rešetki [66,83]
- 2) lokalnom promenom dimenzija strukture, tj. promenom širine određenih talasovoda, odnosno rastojanja između pojedinih talasovoda [135,140,141],

što je šematski prikazano na Slici 4.1.



Slika 4.1. Primer defekata u rešetkama talasovoda kada je defekat nastao: povećanjem (a), tj. smanjenjem (c) indeksa prelamanja jednog talasovoda u odnosu na ostatak rešetke, (b) lokalnom promenom rastojanja između dva talasovoda i (d) promenom širine jednog talasovoda u odnosu na ostale talasovode u rešetki.

Iako lokalizovani u pravcu periodičnosti strukture (x pravcu), defektni modovi se mogu prostirati u pravcu z -ose.

Slučaj optičkog defekta nastalog promenom indeksa prelamanja zapravo predstavlja situaciju kada je propagaciona konstanta optičkog polja u defektu drugačija u odnosu na ostatak rešetke usled čega ne dolazi do sprežavanja s ostalim talasovodima. Na taj način polje ostaje lokalizovano na defektu. Ukoliko se intenzitet upadnog snopa poveća doći će do promene indeksa prelamanja defekta kao posledice nelinearnosti u sistemu što, u zavisnosti od tipa nelinearnosti, može dovesti do smanjenja (Slika 4.1(a)), odnosno povećanja indeksa prelamanja defekta (Slika 4.1(c)). Kada se usled nelinearnosti indeks prelamanja defekta i ostalih talasovoda u rešetki izjednače, rešetka postaje homogena što omogućava širenje polja u susedne talasovode.

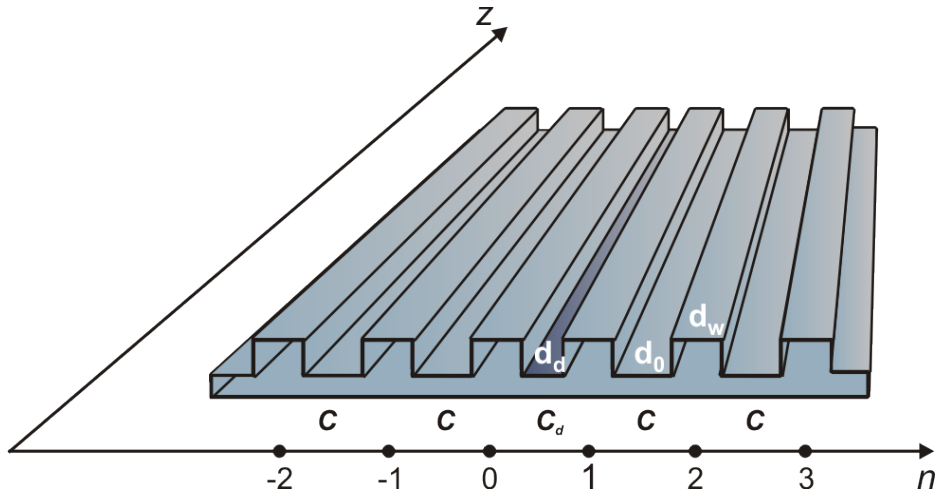
Na osnovu vrste defekta i rešetke talasovoda u kojoj se defekat može pojaviti, različiti linearni i nelinearni fenomeni se mogu uočiti kao npr.: Blohove oscilacije koje se javljaju u rešetkama kod kojih postoji gradijent indeksa prelamanja [142], odbijanje svetlosti o defekat [141], kao i njeno zarobljavanje u simetričnim, asimetričnim i rešetkama napravljenih od različitih materijala, a spregnutih preko defekta [143,144,145,146]. Nelinearna lokalizacija svetlosti na površinskim defektima u rešetkama napravljenim u kristalu LiNbO_3 eksperimentalno je potvrđena u [139,147]

Kako su u tezi razmatrane rešetke koje sadrže defekat nastao promenom periode, tačnije rastojanja među talasovodima različitih tipova rešetki, u daljem tekstu biće reči samo o pomenutim strukturama.

4.2 Defektni modovi u nelinearnoj uniformnoj 1D rešetki talasovoda

4.2.1 Model

Na Slici 4.2 dat je šematski prikaz nelinearne uniformne rešetke talasovoda sa zasićujućom nelinearnošću koja u sebi sadrži defekat. U ovom slučaju defekat je posledica lokalne promene rastojanja između dva talasovoda.



Slika 4.2: Šematski prikaz nelinearne uniformne rešetke talasovoda s defektom. Širina svih talasovoda je ista i označena je s d_w . Rastojanje između talasovoda iznosi d_0 , osim u slučaju nultog i prvog talasovoda kada je rastojanje jednako d_d .

Prema teoriji spregnutih modova sprezanje između talasovoda rešetke se opisuje konstantom sprezanja C . Evolucija amplitude polja u posmatranom diskretnom sistemu opisana je jednačinom (3.10):

$$i \frac{dE_n}{dz} + C_{n,n-1}E_{n-1} + C_{n,n+1}E_{n+1} + \alpha \frac{|E_n|^2}{1 + \kappa|E_n|^2} E_n = 0, \quad (4.1)$$

s tom razlikom da se sprezanje između nultog i prvog elementa rešetke razlikuje od sprezanja ostalih susednih elemenata. Parametar C , potiče od preklapanja evanescentnih "repova" optičkog polja i eksponencijalno opada s rastojanjem između talasovoda rešetke [148]. Radi jednostavnosti u notaciji konstanta sprezanja na defektu će ubuduće biti označavana s C_d , dok će sprezanje između ostalih talasovoda biti opisano parametrom C .

Linearni režim

U linearnom režimu poslednji član jednačine (4.1) je moguće zanemariti, tako da će prethodni sistem jednačina glasiti:

$$i \frac{dE_n}{dz} + C(E_{n-1} + E_{n+1}) = 0, \text{ za } n \neq 0 \text{ i } n \neq 1, \quad (4.2)$$

$$i \frac{dE_0}{dz} + CE_{-1} + C_d E_1 = 0, \text{ za } n = 0, \quad (4.3)$$

$$i \frac{dE_1}{dz} + C_d E_0 + C E_2 = 0, \text{ za } n = 1. \quad (4.4)$$

Stacionarna rešenja jednačine imaju oblik $E_n(z) = E_n e^{i\beta z}$, gde je β propagaciona konstanta moda koji se prostire duž z pravca. Ubacivanjem stacionarnog rešenja u izraze (4.2)-(4.4), dobija se sistem linearno spregnutih diferencnih jednačina:

$$-\beta E_n + C(E_{n-1} + E_{n+1}) = 0 \text{ za } n \neq 0 \text{ i } n \neq 1, \quad (4.5)$$

$$-\beta E_0 + C E_{-1} + C_d E_1 = 0 \text{ za } n = 0, \quad (4.6)$$

$$-\beta E_1 + C_d E_0 + C E_2 = 0 \text{ za } n = 1, \quad (4.7)$$

Daleko od defekta prostiranje polja ekvivalentno je prostiranju polja u uniformnoj rešetki, pa je propagacionu konstantu β moguće odrediti iz disperzione relacije:

$$\beta = 2C \cos(k_x d), \quad (4.8)$$

gde je, kao što se vidi sa [Slike 4.2](#), $d = d_0 + d_w$ perioda uniformne rešetke.

S druge strane prisustvo defekta menja zonski spektar uniformne rešetke utičući na pojavu novih "defektnih" stanja u zonskom procepu. Modovi čija propagaciona konstanta odgovara učestanostima na ovim stanjima lokalizovaće se na defektu. U slučaju lokalizacije polje u okolini defekta eksponencijalno opada ($\xi = e^{-a}$, pri čemu je a bezdimenzioni parametar koji odgovara inverznoj lokalizacionoj dužini), pa je amplitudu moda moguće napisati kao:

$$E_n = A \xi^{|n|}, \text{ za } n \leq 0, \quad (4.9)$$

odnosno:

$$E_n = B \xi^{|n-1|}, \text{ za } n \geq 1, \quad (4.10)$$

gde je $|\xi| < 1$, dok je A i B predstavljena vrednost amplitude defektnog moda levo i desno od defekta. Zamenom izraza (4.9) i (4.10) u sistem stacionarnih jednačina sledi:

iz (4.5):

$$\beta_d = C \left(\xi + \frac{1}{\xi} \right), \quad (4.11)$$

iz (4.6):

$$\frac{A}{B} = \frac{C_d}{\beta_d - C\xi}, \quad (4.12)$$

iz (4.7):

$$\frac{A}{B} = \frac{\beta_d - C\xi}{C_d}, \quad (4.13)$$

gde β_d predstavlja propagacionu konstantu defektnog moda.

Izjednačavanjem izraza (4.12) i (4.13) sledi:

$$(\beta_d - C\xi)^2 = C_d^2, \quad (4.14)$$

pri čemu se, zamenom izraza za β_d u prethodnu jednačinu, dobija:

$$\xi = \pm \frac{C}{C_d}. \quad (4.15)$$

Ovim izrazom matematički je pokazano kako eksponencijalni pad amplitude moda na defektu zavisi od sprezanja polja u rešetki i na defektu. U zavisnosti od odnosa ova dva parametara vidi se da će u slučaju manjeg defekta, odnosno većeg sprezanja na defektu ($C_d > C$) doći do lokalizacije polja na defektu. U obrnutom slučaju, tj. kada je $C_d < C$, sledi da je $|\xi| > 1$ što je nekonzistentno sa pretpostavkom $|\xi| < 1$ kada dolazi do linearne lokalizacije polja na defektu. U ovom slučaju veće sprezanje će postojati u uniformnim delovima rešetke uzrokujući odbijanje polja o defekat i pojavu asimetrične diskretne difrakcije [140]. Za veoma velike defekte ($C_d \ll C$) čitava rešetka se ponaša kao sistem od dve nezavisne polubeskonačne uniformne rešetke talasovoda koje ne "osećaju" uticaj druge.

U cilju dobijanja odnosa amplituda lokalizovanog moda na defektu potrebno je zameniti parametre ξ i β_d odgovarajućim izrazima u relaciji (4.12), odakle sledi:

$$\frac{A}{B} = \pm 1. \quad (4.16)$$

Isti rezultat je moguće dobiti i zamenom izraza za pomenute parametre u relaciji (4.13).

Na osnovu sprovedene analize pokazuje se da je u posmatranom sistemu moguća pojava dva tipa defektnih modova: *unstaggered* i *staggered*, pri čemu je kod prvog tipa obvojnica moda u fazi u svakom elementu rešetke (slučaj $A = B$, odnosno $0 < \xi < 1$), dok se kod *staggered* tipa faza obvojnice moda menja za π od elementa do elementa rešetke (slučaj $A = -B$, odnosno $-1 < \xi < 0$). Svaki od ovih modova prostiraće se u z-pravcu odgovarajućom propagacionom konstantom koja za *unstaggered* defektni mod glasi:

$$\beta_{du} = C_d \left(1 + \frac{C^2}{C_d^2} \right), \quad (4.17)$$

odnosno u slučaju *staggered* moda:

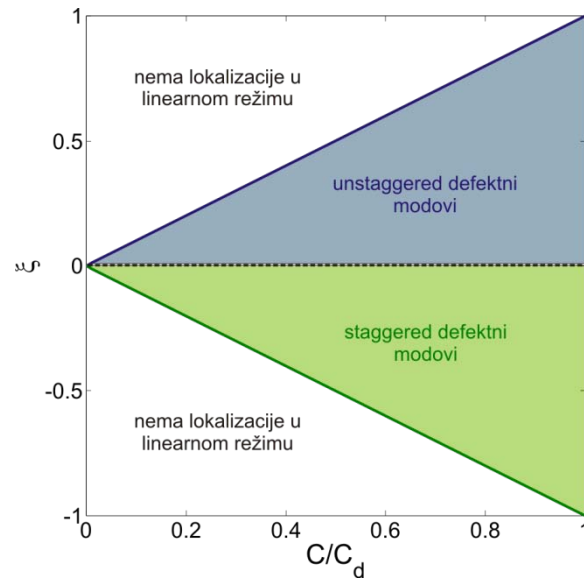
$$\beta_{ds} = -C_d \left(1 + \frac{C^2}{C_d^2} \right). \quad (4.18)$$

Na Slici 4.3 dat je fazni dijagram u parametarskom prostoru koji opisuje oblasti postojanja različitih tipova defektnih modova. U graničnom slučaju kada je $C = C_d$ ($|\xi| = 1$), sprezanje na defektu je isto kao i sprezanje u ostatku rešetke. Ovaj odnos parametara odgovara uniformnoj 1D rešetki talasovoda gde lokalizacija polja u linearnom režimu nije moguća.

Nelinearni režim

Uključivanje nelinearnosti u posmatrani sistem uticaće na pojavu solitonskih rešenja u modelu koji ga opisuje. Analiza koja sledi biće sprovedena na rešetki koja ispoljava Kerov tip nelinearnosti. Odgovarajuća modalna 1D DNŠJ s Kerovom nelinearnošću može biti rešena numerički (Runge (*Runge*)-Kuta (*Kutta*) metodom) i analitički primenom varijacionog računa. Varijacioni račun predstavlja metodu kojom je moguće dobiti aproksimativna solitonska rešenja nelinearnih jednačina kojima je opisan hamiltonijanski sistem. Na osnovu dobijenih analitičkih

relacija moguće je odrediti kako oblik solitonskih rešenja direktno zavisi od parametara posmatranog sistema.



Slika 4.3: Prikaz parametarskih oblasti u kojima postoje *unstagged*, tj. *stagged* defektni modovi.

U slučaju sistema sa zasićujućom nelinearnošću varijacioni račun daje komplikovane izraze za čije je rešavanje potrebna numerika. Kako se za male koeficijente nelinearnosti zasićujuća nelinearnost može aproksimirati Kerovom, to se analiza koja sledi može primeniti i na sisteme sa zasićujućom nelinearnošću u režimu malih snaga upadnog polja (Slika 3.3).

Nelinearnu lokalizaciju polja u sistemu sa Slike 4.2 moguće je opisati preko Lagranžijana. Za uniformni diskretni sistem koji ne sadrži defekat, odgovarajući Lagranžijan iz kojeg se može dobiti 1D DNŠJ s Kerovom nelinearnošću defokusirajućeg tipa (jednačina (3.11)) ima sledeći oblik:

$$L_0 = \sum_n \left[\frac{i}{2} \left(\Psi_n^* \frac{d\Psi_n}{dz} - \Psi_n \frac{d\Psi_n^*}{dz} \right) + C(\Psi_n^* \Psi_{n+1} + \Psi_n \Psi_{n+1}^*) - \frac{\alpha}{2} |\Psi_n|^4 \right], \quad (4.19)$$

gde je C konstanta sprezanja između elemenata rešetke, dok je α nelinearni parametar koji opisuje vrstu nelinearnosti, pri čemu je defokusirajući tip nelinearnosti već opisan u relaciji znakom "-" ispred poslednjeg člana jednačine, ostavljajući parametar α pozitivnim. Predstavljanjem kompleksne funkcije Ψ_n u obliku stacionarnog rešenja $\Psi_n = E_n(z) = E_n \exp(i\beta z)$, gde je E_n realna amplituda polja, a β odgovarajuća konstanta prostiranja, zamenom u prethodni izraz sledi:

$$L_0 = \sum_n \left[-\beta E_n^2 + 2CE_n E_{n+1} - \frac{\alpha}{2} E_n^4 \right]. \quad (4.20)$$

Ubacivanje defekta konstante sprezanja C_d u uniformnu rešetku menja Lagranžijan čitavog sistema. Ukoliko se defekat nalazi između nultog i prvog elementa rešetke ($n=0$ i $n=1$), ukupan Lagranžijan sistema L je moguće napisati kao zbir tri člana, tako da važi:

$$L = L_L + L_R + L_d, \quad (4.21)$$

pri čemu L_L , L_R i L_d opisuju lokalizaciju polja u rešetki levo od defekta, desno od defekta i na samom defektu, respektivno i imaju oblik:

$$L_L = -\beta \sum_{n=-\infty}^0 E_n^2 + 2C \sum_{n=-\infty}^{-1} E_n E_{n+1} - \frac{\alpha}{2} \sum_{n=-\infty}^0 E_n^4, \quad (4.22)$$

$$L_R = -\beta \sum_{n=1}^{\infty} E_n^2 + 2C \sum_{n=1}^{\infty} E_n E_{n+1} - \frac{\alpha}{2} \sum_{n=1}^{\infty} E_n^4, \quad (4.23)$$

i

$$L_D = 2C_d E_0 E_1. \quad (4.24)$$

Neka je amplituda pretpostavljenog *unstaggered* lokalizovanog rešenja oblika:

$$E_n = A e^{-a|n|} \text{ za } n \leq 0, \quad (4.25)$$

tj.

$$E_n = B e^{-a|n-1|} \text{ za } n \geq 1. \quad (4.26)$$

Uvrštavanjem (4.25) i (4.26) u izraze (4.22) i (4.23), respektivno i uvodeći smenu $\xi = e^{-a}$ ($\xi \leq 1$), matematičkim izvođenjem i sređivanjem relacija moguće je dobiti sledeće Lagranžijane:

$$L_L = -\beta \frac{A^2}{1-\xi^2} + 2C \frac{\xi}{1-\xi^2} A^2 - \frac{\alpha}{2} \frac{A^4}{1-\xi^4} \quad (4.27)$$

i

$$L_R = -\beta \frac{B^2}{1-\xi^2} + 2C \frac{\xi}{1-\xi^2} B^2 - \frac{\alpha}{2} \frac{B^4}{1-\xi^4}, \quad (4.28)$$

gde su amplitude A i B varijacioni parametri u analizi varijacionim računom. S obzirom na simetričnost sistema u odnosu na defekt, dobijeni Lagranžijani imaju isti oblik s razlikom u vrednosti amplitude polja levo i desno od defekta. U cilju smanjenja broja slobodnih parametara, konstantu prostiranja β je moguće predstaviti preko parametra ξ kao:

$$\beta = C \frac{\xi^2 + 1}{\xi}. \quad (4.29)$$

Prethodna relacija je dobijena linearizacijom jednačine (4.27) koja je važeća u "repu" solitona, tj. daleko od defekta, kada je $L_L = 0$. Ista relacija se može izvesti i posmatranjem Lagranžijana sistema desno od defekta, odnosno u slučaju kada je $L_R = 0$. Zamenom izraza za konstantu prostiranja u relacije za L_L i L_R sledi:

$$L_L = -\frac{C}{\xi} A^2 - \frac{\alpha}{2} \frac{A^4}{1-\xi^4}, \quad (4.30)$$

odnosno

$$L_R = -\frac{C}{\xi} B^2 - \frac{\alpha}{2} \frac{B^4}{1-\xi^4}, \quad (4.31)$$

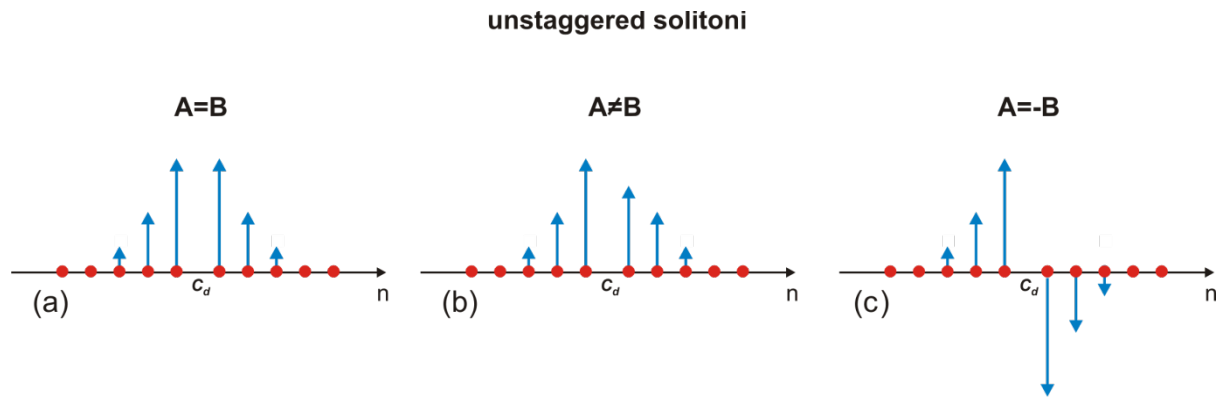
Rešenja ukupnog Lagranžijana sistema se dobijaju traženjem lokalnih ekstremuma posmatrane funkcije po varijacionim parametrima, odnosno rešavanjem Ojler-Lagranžovih (Euler-Lagrange) jednačina [149]:

$$\frac{dL}{dA} = 0 \quad \text{i} \quad \frac{dL}{dB} = 0. \quad (4.32)$$

Rešavanjem ovih jednačina moguće je analizirati potrebne uslove za postojanje i stabilnost svakog od tri različita tipa *unstaggered* nelinearnih lokalizovanih modova centriranih na defektu:

- 1) simetrični solitoni: $A = B$;
- 2) asimetrični solitoni: $A \neq B$;
- 3) antisimetrični solitoni: $A = -B$.

Izgled svakog od ovih rešenja prikazan je na Slici 4.4.



Slika 4.4: Primeri analiziranih *unstaggered* solitona centriranih na defektu: (a) simetrični, (b) asimetrični i (c) antisimetrični.

- **Simetrični *unstaggered* solitoni: $A = B$**

U slučaju postojanja solitona čija je amplituda simetrična u odnosu na defekat Lagranžijan sistema ima oblik:

$$L = 2L_L(A) + 2\xi A^2, \quad (4.33)$$

jer je u tom slučaju $L_L = L_R$, dok je $L_D = 2C_d A^2$. Rešavajući Ojler - Lagranžovu jednačinu $dL/dA = 0$ sledi:

$$A^2 = \frac{1 - \xi^4}{\alpha} \left[C_d - \frac{C}{\xi} \right]. \quad (4.34)$$

S obzirom na uslove $\xi \leq 1$, $\alpha, C, C_d > 0$, prethodna relacija može biti zadovoljena jedino ukoliko je:

$$C_d > \frac{C}{\xi}, \quad (4.35)$$

odakle sledi da je ispunjenjem ovog uslova u posmatranom sistemu moguće postojanje *unstaggered* simetričnih solitona. Kao što je već napomenuto, u uniformnim reškama koje ispoljavaju

nelinearnost defokusirajućeg tipa nije moguća pojava *unstaggered* svetlih solitona. Ubacivanjem podesnog defekta u rešetku talasovoda ostvaruju se uslovi za formiranje i ovog tipa solitona.

Stabilnost *unstaggered* solitona moguće je ispitati na osnovu VK uslova prema kojem mora važiti $dP/d\beta > 0$. Kako je snaga solitona jednaka $P = \sum_n |E_n|^2$, to će uvrštavanjem odgovarajućih izraza biti:

$$P = 2 \frac{1 + \xi^2}{\alpha} \left[C_d - \frac{C}{\xi} \right]. \quad (4.36)$$

S obzirom na to da funkcija $\beta(\xi)$ (relacija (4.29)) ne menja znak u domenu postojanja, VK kriterijum se može posmatrati i kao izvod snage po parametru ξ , odnosno $dP/d\xi > 0$, odakle sledi:

$$\frac{dP}{d\xi} = \frac{2}{\alpha} \left[2\xi C_d + C \frac{1 - \xi^2}{\xi^2} \right] > 0, \quad (4.37)$$

što ukazuje na stabilnost dobijenih rešenja u posmatranom domenu postojanja.

- **Asimetrični *unstaggered* solitoni: $A \neq B$**

Primenjujući isti postupak, analiza počinje od definisanja Lagranžijana čitavog sistema:

$$L = L_L(A) + L_R(B) + L_d(A, B), \quad (4.38)$$

gde je sada $L_d = 2C_d AB$. Na osnovu Ojler-Lagranžovih jednačina moraju biti zadovoljene sledeće relacije:

$$\frac{dL}{dA} = \frac{\partial L_L}{\partial A} + 2C_d B = 0 \quad (4.39)$$

i

$$\frac{dL}{dB} = \frac{\partial L_R}{\partial B} + 2C_d A = 0, \quad (4.40)$$

na osnovu kojih se zamenom odgovarajućih članova izrazima (4.30) i (4.31) dobija sledeći sistem jednačina:

$$-\frac{C}{\xi} A - \frac{\alpha}{1 - \xi^4} A^3 + C_d B = 0, \quad (4.41)$$

$$-\frac{C}{\xi} B - \frac{\alpha}{1 - \xi^4} B^3 + C_d A = 0. \quad (4.42)$$

Oduzimanjem prethodne jednačine od relacije (4.41) sledi:

$$-\frac{C}{\xi} (A - B) - \frac{\alpha}{1 - \xi^4} (A^3 - B^3) - C_d (A - B) = 0, \quad (4.43)$$

dok se njihovim sabiranjem dobija:

$$-\frac{C}{\xi}(A+B) - \frac{\alpha}{1-\xi^4}(A^3+B^3) + C_d(A+B) = 0. \quad (4.44)$$

Razlika novodobijenih izraza daje:

$$AB = -C_d \frac{1-\xi^4}{\alpha}, \quad (4.45)$$

pri čemu dobijeni izraz nije validan, s obzirom na pretpostavku da su vrednosti svih parametara, kao i amplituda pozitivne veličine. Kako dobijeno rešenje nema fizički smisao pokazuje se da u posmatranom sistemu ne postoje asimetrični *unstaggered* solitoni.

- **Antisimetrični *unstaggered* solitoni: $A = -B$**

Slično kao i u prethodnom slučaju, nakon uvođenja odgovarajuće smene ($B = -A$) u sistem jednačina (4.41) - (4.42), rešavanjem bilo koje od dve novodobijene relacije sledi:

$$A^2 = \frac{1-\xi^4}{\alpha} \left[-\frac{C}{\xi} - C_d \right], \quad (4.46)$$

odakle se ponovo dobija rešenje koje nema fizički smisao ($A^2 < 0$), što ukazuje na nepostojanje *unstaggered* antisimetričnih rešenja.

U slučaju *staggered* solitona procedura analize rešenja je ista kao i za *unstaggered* rešenja. Sada će amplituda pretpostavljenog lokalizovanog rešenja imati oblik:

$$E_n = A e^{-a|n|} e^{i\pi|n|} \text{ za } n \leq 0, \quad (4.47)$$

tj.

$$E_n = B e^{-a|n-1|} e^{i\pi|n-1|} \text{ za } n \geq 1. \quad (4.48)$$

Na osnovu asimptotskog ponašanja Lagranžijana u repu solitona, odnosno daleko od defekta, linearizacijom jednačina dobija se konstanta prostiranja koja glasi:

$$\beta = -C \frac{1+\xi^2}{\xi}. \quad (4.49)$$

Samim tim će i Lagranžijani L_L i L_R imati drugačije oblike:

$$L_L = \frac{C}{\xi} A^2 - \frac{\alpha}{2} \frac{A^4}{1-\xi^4}, \quad (4.50)$$

odnosno:

$$L_R = \frac{C}{\xi} B^2 - \frac{\alpha}{2} \frac{B^4}{1-\xi^4}, \quad (4.51)$$

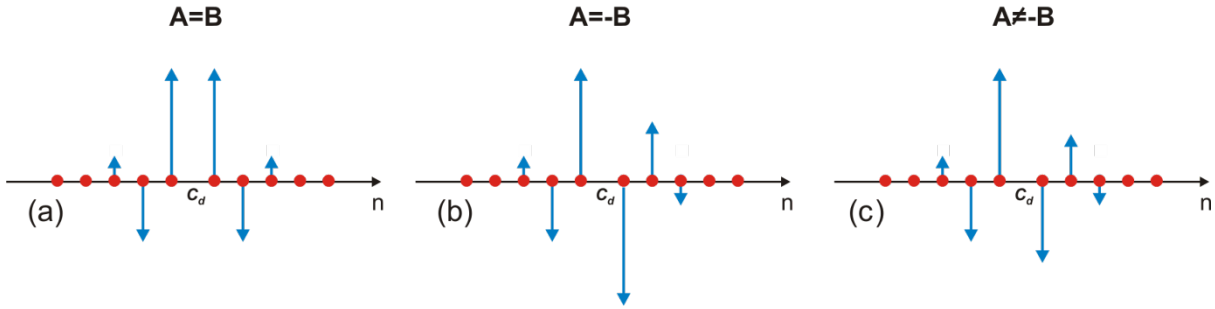
dok će Lagranžijan na defektu imati isti oblik: $L_D = 2C_d AB$.

Kao i u slučaju analize *unstaggered* solitona, prvo je potrebno rešiti Ojler-Lagranžove jednačine na osnovu kojih se ispituju potrebni uslovi za postojanje i stabilnost svakog od tri različita tipa *staggered* nelinearnih lokalizovanih modova centriranih na defektu:

- 1) simetrični solitoni: $A = B$;
- 2) antisimetrični solitoni: $A = -B$;
- 3) asimetrični solitoni: $A \neq -B$.

Izgled svakog od ovih rešenja prikazan je na Slici 4.5.

staggered solitoni



Slika 4.5: Primeri analiziranih *staggered* solitona centriranih na defektu: (a) simetrični, (b) antisimetrični i (c) asimetrični.

- **Simetrični *staggered* solitoni: $A = B$**

U slučaju postojanja *staggered* solitona čija je amplituda simetrična u odnosu na defekat ukupan Lagranžijan sistema ima oblik:

$$L = 2L_L(A) + 2\xi A^2, \quad (4.52)$$

jer je u tom slučaju $L_L = L_R$, dok je $L_D = 2C_d A^2$. Rešavajući Ojler - Lagranžovu jednačinu $dL/dA = 0$ sledi:

$$A^2 = \frac{1 - \xi^4}{\alpha} \left[C_d + \frac{C}{\xi} \right]. \quad (4.53)$$

Na osnovu ovoga sledi da simetrični *staggered* solitoni postoje u čitavoj parametarskoj oblasti.

Primenom VK kriterijuma simetrični *staggered* solitoni su stabilni ukoliko zadovoljavaju uslov $dP/d\xi < 0$. Zamenom prethodne relacije u izraz za ukupnu snagu solitona ($P = \sum_n |E_n|^2$) sledi:

$$P = 2 \frac{1 + \xi^2}{\alpha} \left[C_d + \frac{C}{\xi} \right], \quad (4.54)$$

dok je izvod snage po parametru ξ jednak:

$$\frac{dP}{d\xi} = \frac{2}{\alpha} \left[2\xi C_d - C \frac{1 - \xi^2}{\xi^2} \right]. \quad (4.55)$$

Znak izvoda zavisice od odnosa parametara unutar zagrade, tako će u oblasti:

$$\frac{C_d}{C} < \frac{1 - \xi^2}{2\xi^3}. \quad (4.56)$$

solitoni biti stabilni, dok će u slučaju znaka $>$ dobijena rešenja biti nestabilna.

- **Antisimetrični *staggered* solitoni: $A = -B$**

Kod antisimetričnih rešenja (Slika 4.5(b)) faza amplitude se menja za π od elementa do elementa rešetke, pa i na samom defektu. Lagranžijan na defektu će usled relacije među amplitudama sada glasiti: $L_D = -2C_d A^2$, što će zamenom u Ojler-Lagranžovu jednačinu (4.32) i njenim rešavanjem dati:

$$A^2 = \frac{1 - \xi^4}{\alpha} \left[\frac{C}{\xi} - C_d \right], \quad (4.57)$$

odakle proizilazi da će antisimetrični solitoni postojati sve dok je ispunjen uslov:

$$C_d < \frac{C}{\xi}, \quad (4.58)$$

tj. sve dok je sprezanje na defektu manje u odnosu na sprezanje u ostatku rešetke.

Ukupna snaga antisimetričnih *staggered* solitona u sistemu jednaka je:

$$P = 2 \frac{1 + \xi^2}{\alpha} \left[\frac{C}{\xi} - C_d \right], \quad (4.59)$$

dok je izvod snage po parametru ξ jednak:

$$\frac{dP}{d\xi} = \frac{2}{\alpha} \left[C \frac{1 - \xi^2}{\xi^2} - 2\xi C_d \right]. \quad (4.60)$$

Kako po VK kriterijumu simetrični *staggered* solitoni ispoljavaju stabilnost ukoliko zadovoljavaju uslov $dP/d\xi < 0$, to će antisimetrični solitoni biti stabilni za:

$$\frac{C_d}{C} > -\frac{1 - \xi^2}{2\xi^3}, \quad (4.61)$$

što je ispunjeno u čitavoj oblasti njihovog potojanja, tj. za $C_d < C/\xi$.

- **Asimetrični *staggered* solitoni: $A \neq -B$**

Uslov za postojanje asimetričnih *staggered* solitona dobija se rešavanjem sistema jednačina:

$$\frac{dL}{dA} = \frac{\partial L_L}{dA} + 2C_d B = 0 \quad (4.62)$$

i

$$\frac{dL}{dB} = \frac{\partial L_R}{dB} + 2C_d A = 0, \quad (4.63)$$

odakle zamenom odgovarajućih izraza za L_L i L_R i uvodeći smenu $B = -B'$ sledi:

$$\frac{C}{\xi} A - \frac{\alpha}{1 - \xi^4} A^3 - C_d B' = 0, \quad (4.64)$$

$$-\frac{C}{\xi} B' + \frac{\alpha}{1 - \xi^4} B'^3 + C_d A = 0. \quad (4.65)$$

Sabiranjem prethodne dve jednačine dobija se izraz:

$$\frac{C}{\xi} (A - B') - \frac{\alpha}{1 - \xi^4} (A^3 - B'^3) + C_d (A - B') = 0, \quad (4.66)$$

dok će njihova razlika dati:

$$\frac{C}{\xi} (A + B') - \frac{\alpha}{1 - \xi^4} (A^3 + B'^3) - C_d (A + B') = 0. \quad (4.67)$$

Rešavanjem ovog sistema jednačina po A dobija se:

$$A^2 = \frac{1 - \xi^4}{2\alpha} \frac{C}{\xi} \left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{2C_d \xi}{C} \right)^2} \right], \quad (4.68)$$

$$B = -\frac{1 - \xi^4}{\alpha} \frac{C_d}{A}. \quad (4.69)$$

Relacija (4.68) je zadovoljena ukoliko je vrednost potkorene veličine pozitivna, odakle sledi da je uslov za postojanje asimetričnih *staggered* solitona:

$$C_d < \frac{C}{2\xi}. \quad (4.70)$$

Ukupna snaga ovih solitona iznosi:

$$P = \frac{1 + \xi^2}{2\alpha} \left\{ \frac{C}{\xi} \left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{2C_d \xi}{C} \right)^2} \right] + \frac{4C_d^2 \xi}{C \left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{2C_d \xi}{C} \right)^2} \right]} \right\}, \quad (4.71)$$

dok izvod snage po ξ ima formu:

$$\frac{dP}{d\xi} = -\frac{C}{\alpha} \frac{1 - \xi^2}{\xi^2} < 0, \quad (4.72)$$

što prema VK kriterijumu ukazuje na stabilnost asimetričnih *staggered* modova u čitavom opsegu postojanja.

4.2.2 Numerički i eksperimentalni rezultati

Analiza prostiranja svetlosti u okolini defekta koji se nalazi unutar uniformne 1D periodične rešetke talasovoda, sprovedena je na 15 mm dugačkom uzorku gde je kao supstrat korišćen gvožđem dopirani kristal LiNbO_3 ($\text{Fe}:\text{LiNbO}_3$) [150]. U cilju poboljšanja transmisionih karakteristika uzorka na njegovoj površini je izvršena jonska implantacija O^{3+} jona, nakon čega je površina uzorka selektivno osvetljena belom svetlošću upotrebom specijalno napravljenih fotomaski [151]. Osvetljavanje belom svetlošću snižava indeks prelamanja nepokrivenih delova površine uzorka za $\Delta n = -0.00125$, dok u neosvetljenim delovima skoro da i ne postoji promena u indeksu prelamanja. Na ovaj način formirana je 1D rešetka talasovoda kod koje je moguće slabo sprezanje između susednih elemenata rešetke. Širina svakog od talasovoda ista je kao i širina rastojanja između njih ($d_w = d_0 = 4 \mu\text{m}$), dok je na mestu defekta rastojanje između talasovoda smanjeno i iznosi $d_d = 3 \mu\text{m}$.

U eksperimentu je korišćena tzv. *endfacet-coupling* postavka [152], pri čemu je kao svetlosni izvor upotrebljen He-Ne laser s radnom talasnom dužinom od 632.8 nm. U slučaju pobuđivanja oba granična talasovoda levo i desno od defekta, profil upadnog snopa je podešen tako da njegov centralni deo prekriva defekat, dok bočni delovi snopa pobuđuju granične talasovode. Da bi se odredila faza polja na kraju uzorka, deo upadnog snopa je uz pomoć delitelja snopa preusmeren, pa transformisan u ravanski talas, nakon čega interfererira s izlaznim snopom iz uzorka.

Linearno prostiranje

Kao prvi korak u analizi problema metodom Runge-Kuta petog reda u programskom paketu MATLAB, numerički je rešavana 1D DNŠJ (jednačina (4.1)) za dva slučaja:

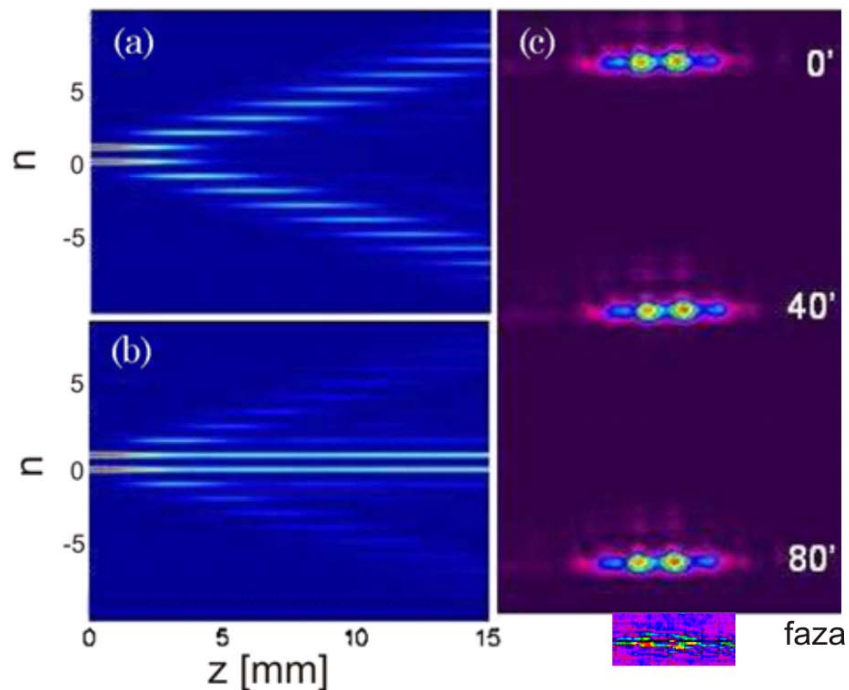
- (1) kada je odnos $C/C_d = 2$ (sprezanje na defektu je manje u odnosu na ostatak rešetke) i
- (2) $C/C_d = 0.5$ (sprezanje na defektu je veće u odnosu na ostatak rešetke),

pri čemu je $\alpha = 0$. Numerički rezultati dobijeni za obe situacije prikazani su na Slici 4.6(a) i (b), respektivno.

Kao što se može primetiti, jačina lokalizacije polja zavisi od širine defekta u rešetki. Za uže defekte dolazi do lokalizacije polja na defektu (Slika 4.6(b)), dok je u slučaju širokih defekata prisutan efekat diskretne difrakcije (Slika 4.6(b)). Kada je širina defekta veća u odnosu na rastojanja između talasovoda ($d_d > d_0$), samim tim je i sprezanje u uniformnim delovima rešetke veće u odnosu na sprezanje na defektu ($C > C_d$). U tom slučaju će se svetlost većim delom prostirati u uniformnim delovima rešetke gde je njeno ponašanje diktirano diskretnom difrakcijom.

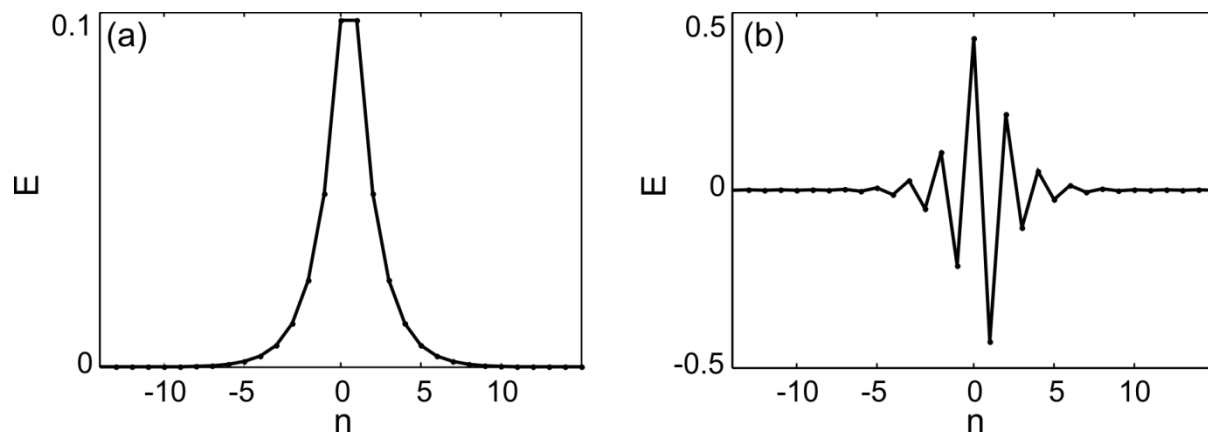
Linearna lokalizacija polja na defektu je uočena i eksperimentalnim putem, pri čemu je profil lokalizovanog moda na kraju uzorka dat na Slici 4.6(c). Ova slika se sastoji iz tri dela, gde je svaki

od isečaka uslikan CCD kamerom u vremenskim razmacima od po 40 minuta. S obzirom na to da je upadna snaga laserskog snopa mala i iznosi $0.01 \mu\text{W}$, što je nedovoljno za ispoljavanje nelinearnih osobina kristala, dobijena lokalizovana struktura se može smatrati linearno lokalizovanim modom. Na dnu ove slike dat je interferogram posmatranog moda iz kog se vidi da linearno lokalizovana struktura odgovara *unstaggered* tipu.



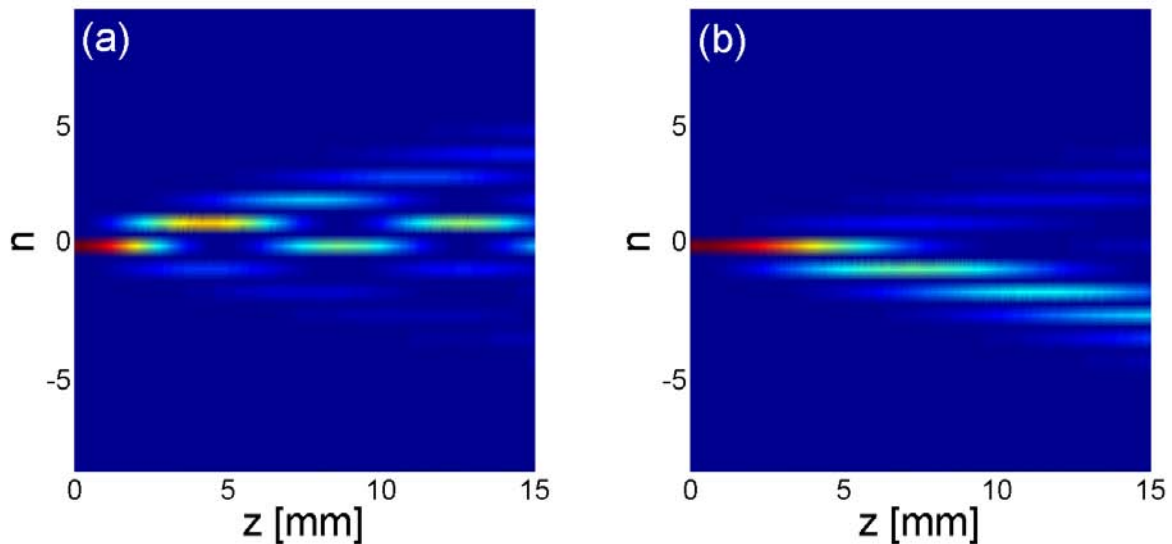
Slika 4.6: Pobuđivanje graničnih elemenata rešetke levo i desno od defekta ($n=0$ i $n=1$): (a), (b) numerički rezultati (pogled iz ptičje perspektive) za $C/C_d = 2$ i $C/C_d = 0.5$, respektivno i (c) eksperimentalni rezultati profila linearno lokalizovanog moda na defektu. Upadna snaga snopa korišćena u eksperimentu iznosi $0.01 \mu\text{W}$.

Numeričkim rešavanjem stacionarne 1D DNŠJ za linearni režim, dobijena su oba tipa linearno lokalizovanih modova na defektu, tj. *unstaggered* i *staggered* tip, što je prikazano na Slici 4.7. Rezultati su izračunati korišćenjem Gauss (Gauss)-Njutnove metode.



Slika 4.7: Primer linearnog (a) unstaggered i (b) staggered stacionarnog rešenja 1D DNŠJ kada je $C/C_d = 0.5$.

Na Slici 4.8 predstavljeni su numerički rezultati linearnog prostiranja svetlosti kroz rešetku talasovoda kada je pobuđen samo jedan granični talasovod ($n = 0$). Za $C_d = 2C$ (Slika 4.8(a)), usled jačeg sprezanja na defektu u odnosu na ostatak rešetke veći deo polja prelazi u prvi element rešetke odakle jedan deo nastavlja sprezanje s elementima desno od defekta, dok drugi deo ostaje zarobljen između nultog i prvog elementa. S druge strane, kada je sprezanje u ostatku rešetke veće od sprezanja na defektu ($C_d = 0.5C$), veći deo polja će se spregnuti s uniformnom rešetkom levo od defekta, utičući na pojavu asimetrične diskretne difrakcije (Slika 4.8(b)). Povećavanjem širine defekta asimetričnost u diskretnoj difrakciji postaje sve veća.



Slika 4.8: Prikaz linearnog prostiranja svetlosti u slučaju pobude na nultom elementu kada je (a) $C_d = 2C$ i (b) $C_d = 0.5C$ (pogled iz ptičje perspektive).

Nelinearno prostiranje

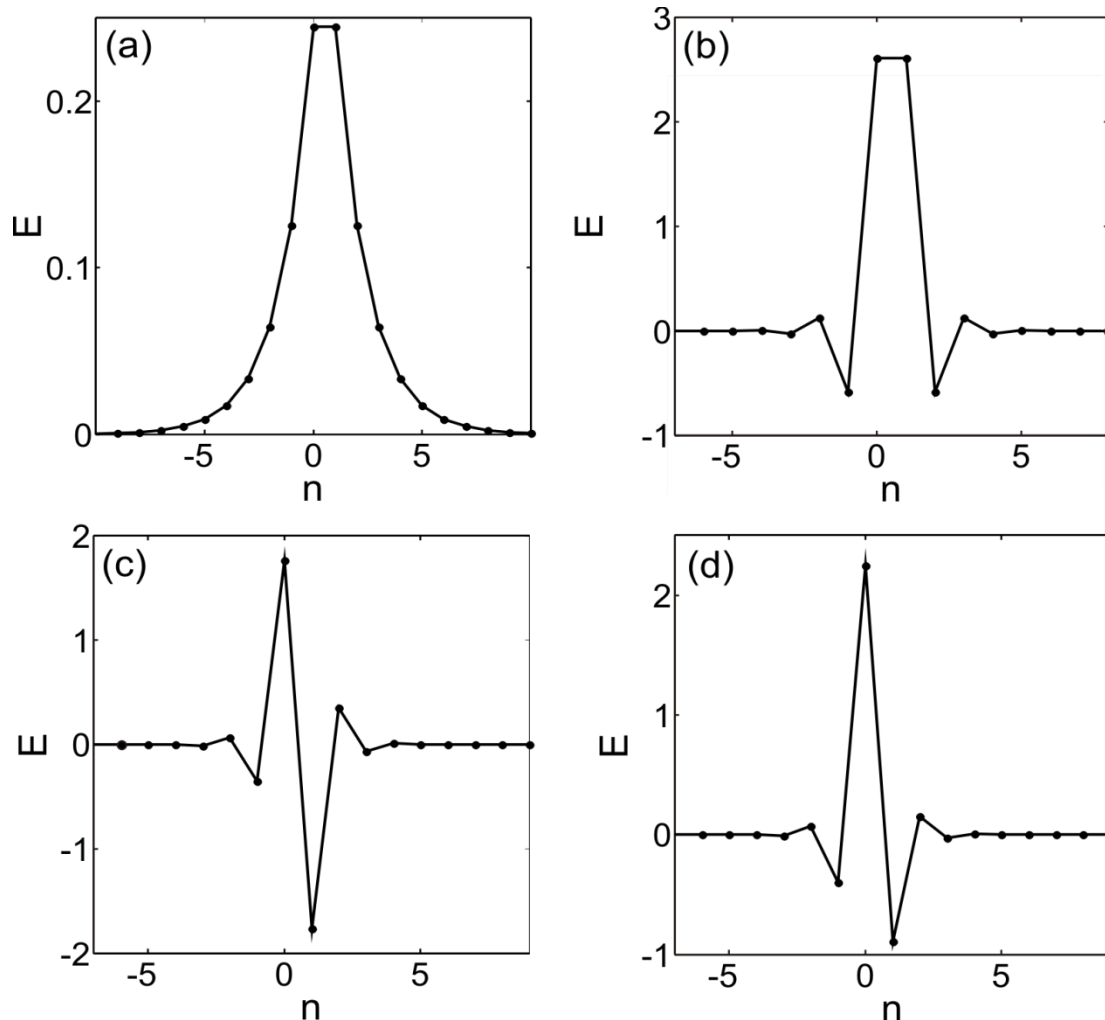
Uključivanje nelinearnosti u posmatrani sistem uticaće na pojavu solitonskih rešenja u modelu koji ga opisuje. Rešenja odgovarajuće dinamičke i stacionarne modalne 1D DNŠJ sa zasićujućom nelinearnošću biće upoređivana s analitičkim rezultatima dobijenim primenom varijacionog računa u slučaju nelinearnosti Kerovog tipa.

U numeričkim proračunima korišćeni su sledeći nelinearni parametri: $\alpha = -1$ (defokusirajući tip nelinearnosti) i $\kappa = 10^{-3}$. Uvrštavanjem ovih parametara u stacionarnu 1D DNŠJ jednačinu, numerički je potvrđeno postojanje svih tipova rešenja predviđenih varijacionim računom (simetričnih *unstaggered* i *staggered* ($A = B$), kao i asimetričnih ($A \neq B$) i antisimetričnih ($A = -B$) *staggered* solitona). Na Slici 4.9 dat je prikaz mogućih stacionarnih rešenja kada je odnos konstanti sprezanja na defektu i u ostatku rešetke jednak 2.

Krive postojanja solitona dobijene numeričkim i analitičkim putem za $C_d/C = 2$, uporedno su predstavljene na Slici 4.10. Za male snage solitona nema odstupanja između numeričke i analitičke krive, što je i za očekivanje s obzirom na činjenicu da se pri manjim snagama zasićujuća nelinearnost može aproksimirati Kerovom. S druge strane, pri većim snagama solitona dolazi do odstupanja između rezultata dobijenih numeričkim i analitičkim pristupom.

U slučaju simetričnih *unstaggered* solitona (Slika 4.10(a)) prag snage potreban za lokalizaciju polja na defektu praktično ne postoji. Razlog za ovo jeste postojanje linearno lokalizovanih modova na

defektu za male upadne snage, tako da će u ovom slučaju postojati kontinualni prelaz iz linearno lokalizovanih modova u nelinearno lokalizovane modove. Ista situacija se može uočiti i za familiju antisimetričnih *staggered* rešenja (kriva AnS na Slici 4.10(b)). Lokalizacija ovakve vrste modova na defektu, gde obvojnica moda od elementa do elementa rešetke menja fazu za π , pokazana je i numerički i analitički.

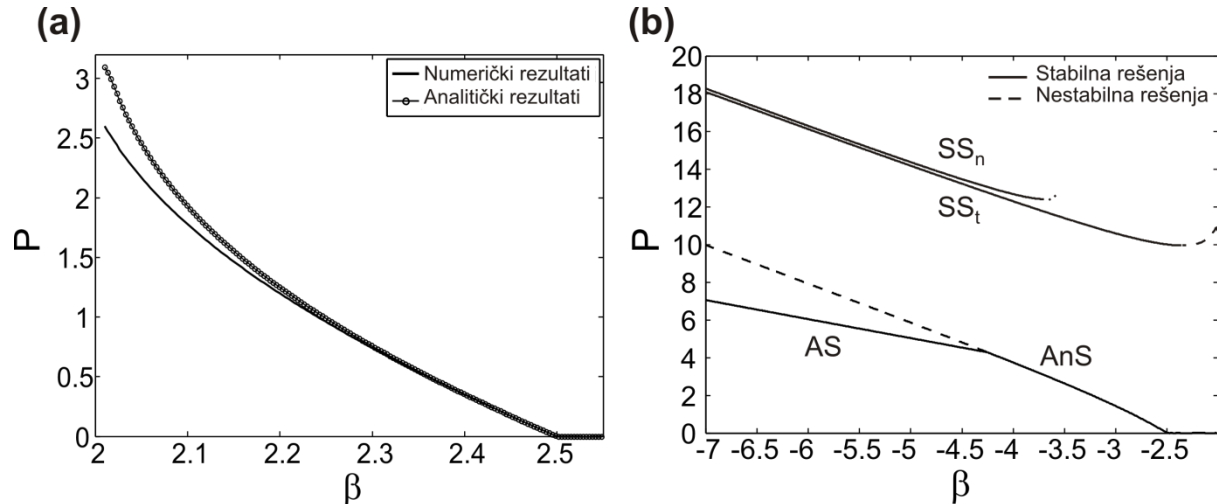


Slika 4.9: Primer (a) simetričnog *unstaggered* i (b) simetričnog, (c) antisimetričnog i (d) asimetričnog *staggered* stacionarnog rešenja 1D DNŠJ za $C_d/C = 2$.

S druge strane, za lokalizaciju polja na defektu čija je obvojnica asimetrična, odnosno simetrična u odnosu na defekt (na Slici 4.10(b) krive AS i $SS_{n,t}$, respektivno) postoji minimalna snaga kada su uslovi za nelinearnu lokalizaciju ispunjeni. Sa Slike 4.10(b) vidi se da je za formiranje asimetričnih *staggered* solitona potrebna manja snaga u odnosu na prag snage koji je potreban za formiranje simetričnih solitona. Analitički dobijene krive postojanja asimetričnih i antisimetričnih *staggered* solitona poklapaju se s rezultatima dobijenim numerički, dok se u slučaju simetričnih *staggered* solitona, numerička (SS_n) i analitička (SS_t) kriva razlikuju ne toliko po vrednostima snaga potrebnih za nelinearnu lokalizaciju, koliko po oblastima u kojima ova rešenja postoje.

Prema spektralnom uslovu svi solitoni su stabilni u oblastima u kojima je zadovoljen i VK kriterijum (puna linija), izuzev antisimetričnih *staggered* solitona čija se kriva postojanja nakon određene vrednosti konstante prostiranja β račva na dve grane. Prva grana odgovara stabilnim asimetričnim *staggered* modovima, dok je druga grana nastavak krive postojanja antisimetričnih *staggered* modova, koji su u ovoj oblasti postojanja nestabilni (isprekidana linija). Opisana pojava

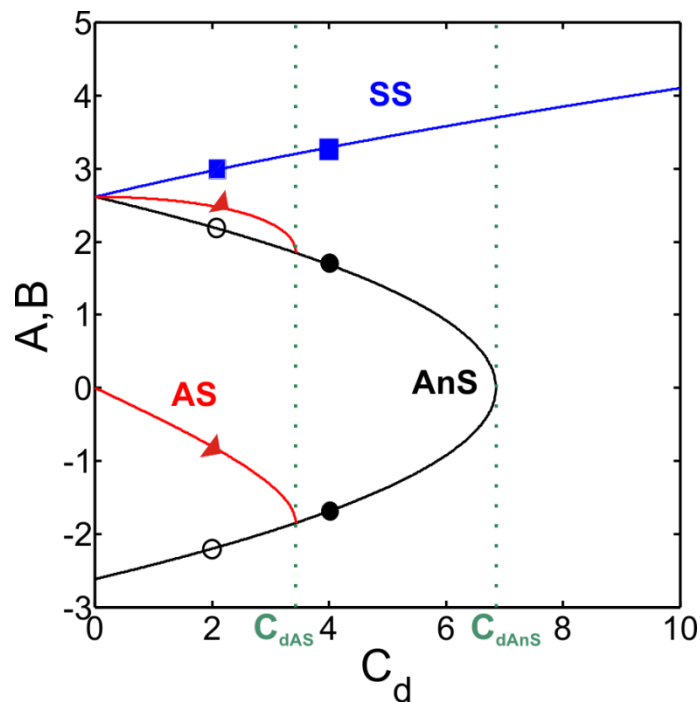
prelaska jednog tipa lokalizovanih rešenja u drugi tip rešenja koji je stabilniji u sistemu za manje snage, naziva se bifurkacija [128]. Drugim rečima, s povećanjem snage u sistemu dolazi do razbijanja simetrije antisimetričnih solitona, usled čega ova rešenja postaju nestabilna, dok se u sistemu ostvaruju uslovi za pojavu stabilnih solitona čija je obvojnica asimetrična u odnosu na defekat.



Slika 4.10: Snaga solitona u funkciji konstante prostiranja za (a) *unstaggered* simetrične solitone i (b) *staggered* simetrične (SS_n -numerička kriva i SS_t -analitički dobijeni rezultati), asimetrične (AS) i antisimetrične (AnS) solitone, kada je $C_d/C = 2$.

Postojanje različitih tipova nelinearnih lokalizovanih modova, *unstaggered* i *staggered*, takođe zavisi i od odnosa konstanti sprezanja na defektu i u ostatku rešetke. Kao što je pokazano varijacionim računom, simetrični *unstaggered* solitoni postoje samo onda kada je ispunjen uslov $C_d > C/\xi$, dok je postojanje simetričnih *staggered* solitona moguće za bilo koju vrednost parametra C_d . Ista analiza je pokazala da u slučaju ispunjenosti uslova $C_d < C/(2\xi)$ asimetrična *staggered* rešenja postoje, dok je formiranje antisimetričnih *staggered* solitona moguće sve dok je $C_d < C/\xi$. Zavisnost amplituda *staggered* solitona od parametra C_d dobijena na osnovu varijacionog računa, prikazana je na **Slici 4.11**. Parametri $C_{dAS} = C/(2\xi)$ i $C_{dAnS} = C/\xi$, predstavljaju kritične vrednosti konstante sprezanja na defektu, nakon kojih prestaje postojanje asimetričnih (crvene krive), odnosno antisimetričnih *staggered* solitona (crne krive). Za male konstante vrednosti C_d , sprezanje između uniformnih delova rešetke levo i desno od defekta je slabo, pa je samim tim i pojava asimetričnih solitona očekivana [149]. U граниčnom slučaju kada je $C_d = 0$, što odgovara situaciji nespregnutih polubeskonačnih rešetki, dolazi do pojave površinskog solitona u rešetki levo od defekta, jer je tada $A \neq 0$, dok je $B = 0$.

Stabilnost rešenja prikazanih na **Slici 4.11**, ispitivana je numerički, linearnom analizom stabilnosti za dva slučaja: (1) kada je $C_d/C=2$ i (2) za $C_d/C=4$, pri čemu je $\beta = -5$. U prvom slučaju asimetrični i simetrični solitoni pokazuju stabilnost (puni trouglići i kvadratići), dok je antisimetričan soliton nestabilan (prazni kružići). Za drugi odnos konstanti sprezanja asimetrično rešenje prestaje da postoji, dok antisimetrični soliton menja stabilnost i postaje stabilan (puni kružići). Slično kao i na **Slici 4.10**, tačka u kojoj antisimetrični solitoni menjaju stabilnost, a asimetrični počinju/prestaju da postoje naziva se bifurkaciona tačka. S grafika se vidi da ona odgovara situaciji kada je ispunjen uslov $C_{dAS} = C/(2\xi)$. U slučaju kada je $C_d/C=4$ simetrični *staggered* solitoni ponovo pokazuju stabilnost, što je u skladu s analizom sprovedenom varijacionim računom.



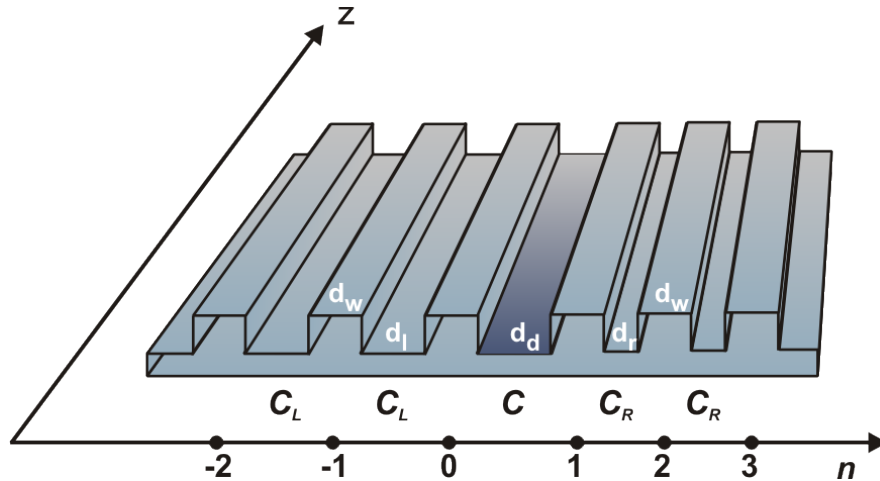
Slika 4.11: Analitički rezultati dobijeni varijacionim računom za amplitude simetričnih (SS) (plava linija), asimetričnih (AS) (crvena linija) i antisimetričnih (AnS) (crna linija) *staggered* solitona u funkciji konstante sprezanja na defektu. Stabilnost, odnosno nestabilnost rešenja dobijena numeričkim proračunima za vrednosti $C_d/C=2$ i $C_d/C=4$ označena je kvadratićima, trouglicima i kružićima za svako od rešenja, respektivno. Puni elementi označavaju stabilna rešenja, dok prazni označavaju nestabilna. C_{dAS} i C_{dAns} označavaju kritične vrednosti konstante sprezanja na defektu nakon kojih ne postoje asimetrična, tj. antisimetrična rešenja.

Konstanta prostiranja iznosi $\beta=-7$.

4.3 Lokalizacija polja u nelinearnoj asimetričnoj 1D rešetki talasovoda

4.3.1 Model

Na Slici 4.12 dat je šematski prikaz nelinearne asimetrične rešetke talasovoda sa zasićujućom nelinearnošću koja u sebi sadrži defekt. Prikazani sistem se može posmatrati kao spoj dve uniformne rešetke različitih perioda koje su međusobno spregnute preko defekta.



Slika 4.12: Šematski prikaz nelinearne asimetrične uniformne rešetke talasovoda s defektom. Širina svih talasovoda je ista i označena je s d_w , dok se rastojanje između talasovoda u rešetkama levo i desno od defekta razlikuje i označeno je s d_l i d_r , respektivno. Širina defekta iznosi d_d .

Polazeći od istog matematičkog modela kao i u prethodnom poglavlju, tj. od 1D DNSJ sa sredinu sa zasićujućom nelinearnošću, evoluciju amplitude polja u posmatranom diskretnom sistemu moguće je opisati jednačinom (3.10):

$$i \frac{dE_n}{dz} + C_{n,n-1}E_{n-1} + C_{n,n+1}E_{n+1} + \alpha \frac{|E_n|^2}{1 + \kappa|E_n|^2} E_n = 0, \quad (4.73)$$

pri čemu je konstanta sprežanja između elemenata rešetke levo od defekta označena s C_L , konstanta sprežanja u desnom delu rešetke označena s C_R , dok je sprežanje na defektu opisano parametrom C . Za razliku od uniformnog sistema s defektom kod kojeg je preklapanje evanescentnih polja na defektu identično bez obzira na to koji je od graničnih talasovoda pobuđen, kod sistema sastavljenih od dve asimetrične rešetke ovo generalno nije slučaj. Razlog za to jeste asimetrija sistema u odnosu na defekt, usled čega i sprežanje na defektu zavisi od toga koji je od dva granična kanala pobuđen. Samim tim se i konstanta sprežanja C razlikuje u ova dva slučaja, jer preklapanje evanescentnih repova polja zavisi od parametara rešetke levo i desno od defekta, kao što su širina talasovoda i rastojanja između njih, indeksi prelamanja svake od rešetki, vrste nelinearnosti materijala, itd.

U analiziranom modelu (Slika 4.12) pretpostavljeno je da je razlika u preklapanju evanescentnih polja na defektu zanemarljivo mala bez obzira na to koji je od graničnih talasovoda pobuđen. Uvedena pretpostavka je opravdana, jer se predstavljenim modelom opisuje sistem s identičnom širinom talasovoda u obe rešetke, dok je razlika rastojanja između talasovoda u rešetkama levo i desno od defekta relativno mala.

Kako je u linearnom režimu poslednji član moguće zanemariti ($\alpha = 0$), prethodni sistem jednačina svodi se na:

$$i \frac{dE_n}{dz} + C_L(E_{n-1} + E_{n+1}) = 0, \text{ za } n < 0, \quad (4.74)$$

$$i \frac{dE_0}{dz} + C_L E_{-1} + C E_1 = 0, \text{ za } n = 0, \quad (4.75)$$

$$i \frac{dE_1}{dz} + C E_0 + C_R E_2 = 0, \text{ za } n = 1. \quad (4.76)$$

$$i \frac{dE_n}{dz} + C_R(E_{n-1} + E_{n+1}) = 0, \text{ za } n > 1. \quad (4.77)$$

Stacionarna rešenja sistema jednačina imaju oblik $E_n(z) = E_n e^{i\beta z}$, gde je β propagaciona konstanta moda koji se prostire duž z pravca. Ubacivanjem stacionarnog rešenja u izraze (4.74)-(4.77), dobija se sistem linearno spregnutih diferencnih jednačina:

$$-\beta E_n + C_L(E_{n-1} + E_{n+1}) = 0 \text{ za } n < 0, \quad (4.78)$$

$$-\beta E_0 + C_L E_{-1} + C E_1 = 0 \text{ za } n = 0, \quad (4.79)$$

$$-\beta E_1 + C E_0 + C_R E_2 = 0 \text{ za } n = 1, \quad (4.80)$$

$$-\beta E_n + C_R(E_{n-1} + E_{n+1}) = 0 \text{ za } n > 1. \quad (4.81)$$

Daleko od defekta prostiranje polja ekvivalentno je prostiranju polja u uniformnoj rešetki, pa je propagacionu konstantu β levo i desno od defekta moguće odrediti iz disperzionih relacija:

$$\beta = 2C_L \cos(k_x d_L) \text{ za } n < 0, \quad (4.82)$$

odnosno

$$\beta = 2C_R \cos(k_x d_R) \text{ za } n > 1, \quad (4.83)$$

gde su, kao što se vidi sa [Slike 4.12](#), $d_L = d_l + d_w$ i $d_R = d_r + d_w$ perioda uniformne rešetke levo, tj. desno od defekta.

Prisustvo defekta daje svoj doprinos zonskom spektru posmatranog sistema utičući na pojavu novih "defektnih" stanja u zonskom procepu. Modovi čija propagaciona konstanta odgovara učestanostima na ovim stanjima lokalizovaće se na defektu. S obzirom na to da u slučaju lokalizacije polje u okolini defekta eksponencijalno opada, amplitudu moda je moguće napisati kao:

$$E_n = A \xi_L^{|n|}, \text{ za } n \leq 0, \quad (4.84)$$

odnosno:

$$E_n = B \xi_R^{|n-1|}, \text{ za } n \geq 1, \quad (4.85)$$

gde $|\xi_L, \xi_R| < 1$, dok je s A i B predstavljena vrednost amplitude defektnog moda levo i desno od defekta. Iz pretpostavke $|\xi_L, \xi_R| < 1$ sledi uslov $C > C_L, C_R$ koji mora biti ispunjen da bi

došlo do lokalizacije polja na defektu u linearnom režimu. Zamenom izraza (4.84) i (4.85) u sistem stacionarnih jednačina sledi:

iz (4.78):

$$\beta_d = C_L \left(\xi_L + \frac{1}{\xi_L} \right), \quad (4.86)$$

iz (4.79):

$$\frac{A}{B} = \frac{C}{\beta_d - C_L \xi_L}, \quad (4.87)$$

iz (4.80):

$$\frac{A}{B} = \frac{\beta_d - C_R \xi_R}{C}, \quad (4.88)$$

iz (4.81):

$$\beta_d = C_R \left(\xi_R + \frac{1}{\xi_R} \right), \quad (4.89)$$

gde β_d predstavlja propagacionu konstantu defektnog moda.

Izjednačavanjem izraza (4.86) i (4.89) sledi:

$$\frac{C_L}{C_R} = \frac{\xi_L \xi_R^2 + 1}{\xi_R \xi_L^2 + 1}, \quad (4.90)$$

dok se izjednačavanjem relacija (4.87) i (4.88) dobija:

$$C^2 = \frac{C_L C_R}{\xi_L \xi_R} \Rightarrow \xi_L = \frac{C_L C_R}{C^2 \xi_R}. \quad (4.91)$$

Kombinacijom prethodnog izraza i jednačine (4.90) određuje se zavisnost parametra ξ_R od konstanti sprezanja u sistemu:

$$\xi_R = \pm \frac{C_R}{C} \sqrt{\frac{C_L^2 - C^2}{C_R^2 - C^2}}, \quad (4.92)$$

na osnovu čega sledi i parametar ξ_L :

$$\xi_L = \pm \frac{C_L}{C} \sqrt{\frac{C_R^2 - C^2}{C_L^2 - C^2}}. \quad (4.93)$$

Jednačine (4.92) i (4.93) uz uslov $|\xi_L, \xi_R| < 1$ određuju oblast postojanja linearnih lokalizovanih modova u parametarskom prostoru (C_L, C_R) .

Zamenom izraza za ξ_L i ξ_R u relacije za odnos amplituda na defektu, dobija se:

$$\frac{A}{B} = \pm \sqrt{\frac{C_R^2 - C^2}{C_L^2 - C^2}}. \quad (4.94)$$

Za razliku od uniformne rešetke koja u sebi sadrži defekt i kod koje je defektni mod simetričan, u slučaju asimetrične rešetke, a na osnovu relacije (4.94), vidi se da postojeći *unstaggered* i *staggered* defektni modovi imaju asimetričan izgled obvojnice u odnosu na defekt, što je i razumljivo s obzirom na asimetričnost čitavog sistema. Odnos amplituda na defektu moguće je napisati i u malo drugačijem obliku:

$$\frac{A}{B} = \frac{1}{\xi_R} \frac{C_R}{C} = \xi_L \frac{C}{C_L}, \quad (4.95)$$

odakle sledi da *unstaggered* defektni modovi postoje kada je $\xi_L, \xi_R > 0$, dok *staggered* tip postoji u slučaju kada je $\xi_L, \xi_R < 0$.

4.3.2 Numerički i eksperimentalni rezultati

U cilju analize prostiranja svetlosti u okolini defekta koji spaja dva 1D periodična sistema različitih perioda, napravljen je niz 1D rešetki talasovoda koristeći nedopirani kristal LiNbO_3 kao supstrat [153]. Dimenzije uzorka su $1 \times 20 \times 7.8$ mm, pri čemu je feroelektrična osa kristala usmerena duž pravca dimenzije 7.8 mm. Formiranje paralelnih talasovoda širine $d_w = 5$ μm dobijeno je standardnim fotolitografskim tehnikama titanijumskih (Ti) slojeva debljine 10 nm koji su prethodno nanoseni tehnikom raspršivanja na površinu supstrata. Proces difuzije Ti u supstrat se odvija na temperaturi od 1000°C u trajanju od 2 sata u atmosferi argonske pare. Na kraju ovog procesa površina uzorka na koju pada svetlosni snop, odnosno iz koje izlazi, ispolirana je u cilju što manjih gubitaka pri ulasku i izlasku svetlosti iz talasovoda dužine 20 mm. Kako bi svaka od ispitivanih rešetki talasovoda imala identična svojstva, na istom supstratu je istovremeno formirano 11 različitih rešetki talasovoda. Svaka od rešetki se sastoji od dva uniformna 1D periodična sistema koji su razdvojeni defektom. Rastojanje između talasovoda levo od defekta iznosi $d_l = 4$ μm (perioda leve rešetke $d_L = 9$ μm), dok je u sistemu desno od defekta ovo rastojanje jednako $d_r = 3$ μm (perioda desne rešetke $d_R = 8$ μm). Od rešetke do rešetke menjana je širina defekta d_d i to u opsegu od 2 μm do 4.5 μm s korakom od 0.25 μm .

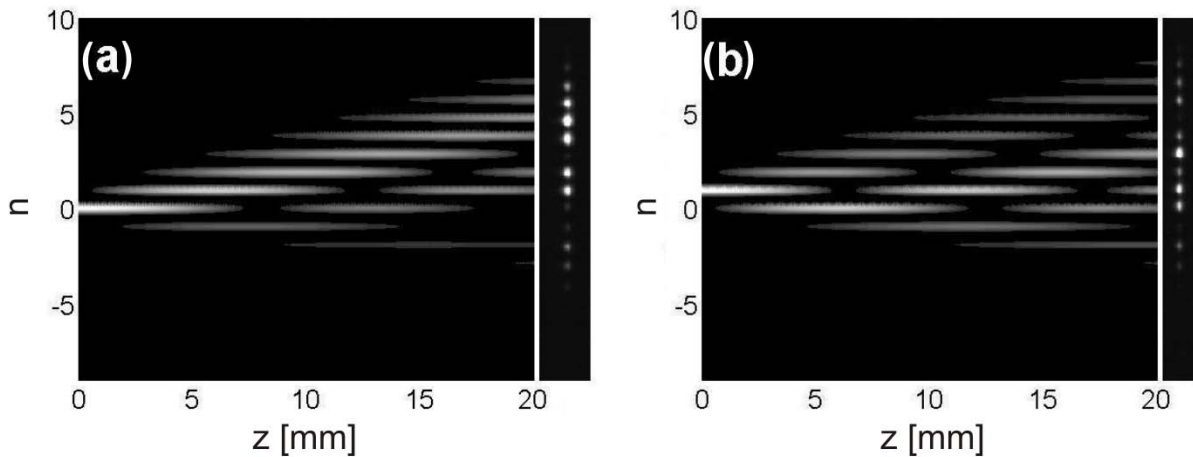
U eksperimentu je korišćena tzv. *endfacet-coupling* postavka [152], pri čemu je kao svetlosni izvor upotrebljen Nd:YVO₄ laser s radnom talasnom dužinom od 532 nm. Pobuđivanje jednog ili više susednih talasovoda u rešetki omogućeno je upotrebom maske od hromiranog stakla koja na sebi sadrži niz rupica pomoću kojih se najveći deo svetlosnog snopa ubacuje direktno u talasovod. U cilju pobuđivanja *unstaggered* i *staggered* modova u rešetki upadni snop se može nakositi za proizvoljno mali ugao u $x-z$ ravni. Pomoću CCD kamere uslikan je izlazni profil intenziteta polja, dok se informacija o fazi izlaznog polja dobija korišćenjem Mah-Zenderovog (Mach-Zehnder) interferometra gde amplituda izlaznog polja interferira s referentnim ravanskim talasom.

Linearno prostiranje svetlosti

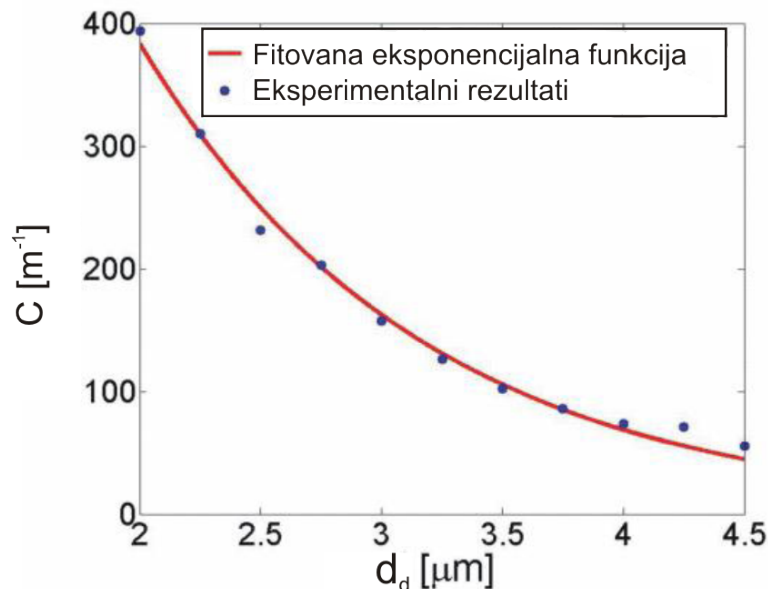
Kao prvi korak u analizi problema ispitivan je uticaj širine defekta na lokalizaciju svetlosti u okolini defekta. Kako su u posmatranoj rešetki širine talasovoda levo i desno od defekta jednake, a razlika $d_l - d_r = 1$ μm , pretpostavljeno je usled male razlike u ovim širinama da je sprezanje

talasovoda na defektu isto, nezavisno od toga koji je od graničnih talasovoda pobuđen, tj. $C_{0,1} = C_{1,0} = C$. Ova pretpostavka je potvrđena i primerom sa [Slike 4.13](#) na kojoj je dat uporedni prikaz eksperimentalnih i numeričkih rezultata u slučaju pobude na nultom ([Slika 4.13\(a\)](#)), odnosno prvom elementu rešetke ([Slika 4.13\(b\)](#)).

Koristeći eksperimentalno dobijene rezultate za diskretnu difrakciju i rešavajući jednačinu (4.73) za linearni slučaj ($\alpha = 0$), određena je zavisnost konstante sprezanja na defektu C od širine defekta d_d , što je i prikazano na [Slici 4.14](#). Kao što se može primetiti, dobijeni rezultati se mogu opisati eksponencijalnom funkcijom oblika $C \sim \exp(-d_d/d_0)$, gde je d_0 konstanta fitovanja.



Slika 4.13: Linearna diskretna difrakcija u slučaju pobude na (a) nultom i (b) prvom elementu rešetke talasovoda. Numerički rezultati su prikazani u levom delu, dok su u desnom delu dati odgovarajući eksperimentalni rezultati raspodele intenziteta polja na izlazu iz uzorka. Širina defekta iznosi $d_d = 2.75 \mu\text{m}$, $C_L = 66.5 \text{ m}^{-1}$, $C_R = 160.5 \text{ m}^{-1}$ i $C = 202.6 \text{ m}^{-1}$.

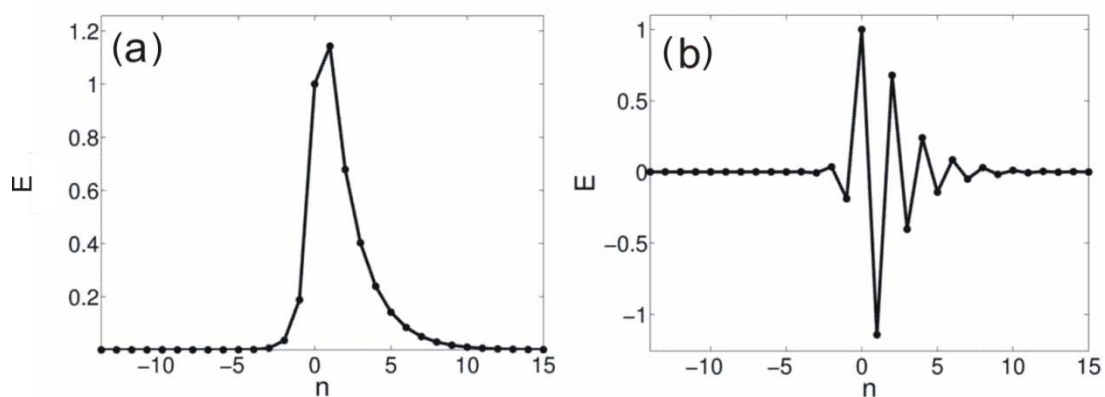


Slika 4.14: Numerički i eksperimentalno određena zavisnost konstante sprezanja na defektu C od širine defekta d_d .

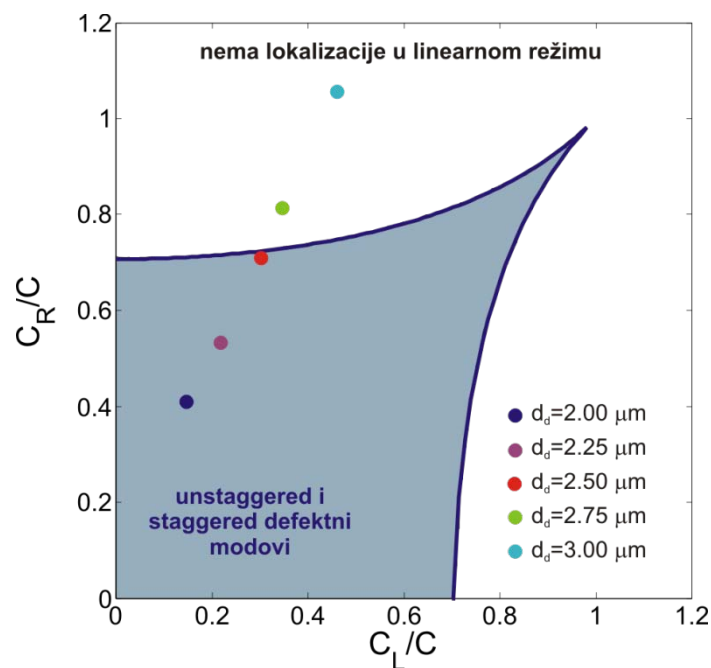
Primeri asimetričnih defektnih modova, odnosno linearnih stacionarnih rešenja 1D DNŠJ kada je $\alpha = 0$, dati su na [Slici 4.15](#). Zbog asimetrije čitavog sistema profili linearno lokalizovanih rešenja su takođe asimetrični u odnosu na defekt. Usled manjih rastojanja između susednih elemenata

sprezanje u uniformnoj rešetki desno od defekta je veće, pa će se pri pobudi bilo kog od graničnih elemenata veći deo svetlosti lokalizovati upravo desno od defekta. Zbog ovakve geometrije sistema maksimumi linearno lokalizovanih modova biće centrirani na prvom elementu rešetke.

Oblasti postojanja *unstaggered* i *staggered* linearno lokalizovanih modova moguće je odrediti iz uslova $\xi_L^2 < 1$ i $\xi_R^2 < 1$, što je grafički prikazano na Slici 4.16. Sivom bojom predstavljena je oblast u kojoj oba tipa defektnih modova postoje. Oblast postojanja je ograničena dvema krivama: $C_R/C = (2 - (C_L/C)^{-2})^{1/2}$ (donja kriva) i $C_R/C = (2 - (C_L/C)^2)^{-1/2}$ (gornja kriva) koje su određene iz uslova $\xi_L^2 = 1$ i $\xi_R^2 = 1$, respektivno. Van ove oblasti ne dolazi do linearne lokalizacije na defektu. Tačke na grafiku predstavljaju odgovarajuće parametre rešetki talasovoda s različitim širinama defekta d_d u opsegu od $2 \mu\text{m}$ do $3 \mu\text{m}$. Sa slike se vidi da linearna lokalizovana stanja postoje samo u slučaju kada je $d_d \leq 2.5 \mu\text{m}$.



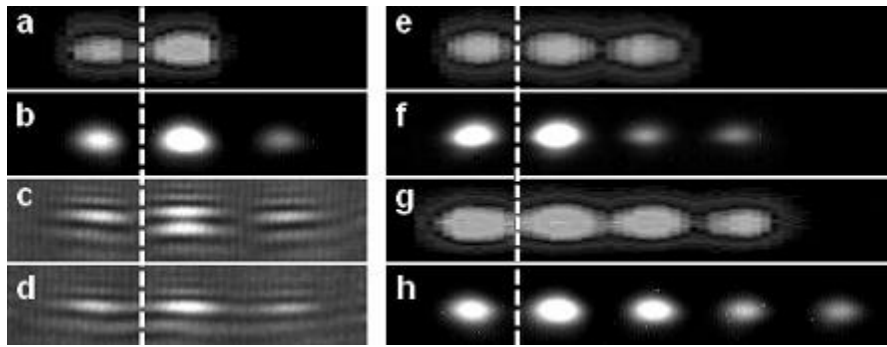
Slika 4.15: Primer linearnog (a) unstaggered i (b) staggered stacionarnog rešenja 1D DNŠJ za defekt širine $d_d = 2.5 \mu\text{m}$.



Slika 4.16: Prikaz parametarskih oblasti u kojima postoje *unstaggered* i *staggered* linearno lokalizovani modovi.

Za defekte veće od $2.5 \mu\text{m}$, sprezanje između graničnih talasovoda nije dovoljno jako kako bi u linearnom režimu došlo do lokalizacije, već je dominantniji efekat diskretne difrakcije. S obzirom na to da je rastojanje između talasovoda desno od defekta manje u odnosu na isti parametar u rešetki levo od defekta ($d_r < d_l$), samim tim je i sprezanje elemenata rešetke u desnom delu sistema veće ($C_R < C_L$), što dovodi do pojave asimetrične diskretne difrakcije pri čemu se veći deo svetlosti prostire desno od defekta (Slika 4.13).

Teorijska predviđanja potvrđena su i eksperimentalno, pri čemu su linearna lokalizovana stanja uočena u rešetkama s defektima širine do $2.5 \mu\text{m}$. Na Slici 4.17 su dati eksperimentalni rezultati raspodele intenziteta linearnih lokalizovanih modova na izlazu iz rešetke talasovoda ((b), (f), (h)), kao i odgovarajući profili intenziteta upadnog snopa ((a), (e), (g)). Za manje širine defekata dolazi do pojave lokalnog povećanja srednje vrednosti indeksa prelamanja [136] što izaziva jaču lokalizaciju odgovarajućih modova na defektu. Blagim pomeranjem upadnog snopa za mali ugao dobijena su oba tipa lokalizovanih stanja: *unstaggered* i *staggered* za svaki od modova. Na Slikama 4.17(c) i 4.17(d) prikazani su interferogrami koji odgovaraju *staggered*, odnosno *unstaggered* tipu za slučaj linearno lokalizovanog moda na defektu širine $2 \mu\text{m}$ predstavljenog na Slici 4.17(b).



Slika 4.17: Formiranje linearnih lokalizovanih modova na defektu: (a), (b) ulazni i izlazni profil intenziteta (*unstaggered* modovi) za $d_d = 2 \mu\text{m}$; (e), (f) $d_d = 2.25 \mu\text{m}$; (g), (h) $d_d = 2.5 \mu\text{m}$. Pozicija defekta je označena isprekidanom vertikalnom linijom. Za slučaj $d_d = 2 \mu\text{m}$, slike (c) i (d) predstavljaju interferograme modova na izlazu iz talasovoda za (c) *staggered* i (d) *unstaggered* modove, respektivno.

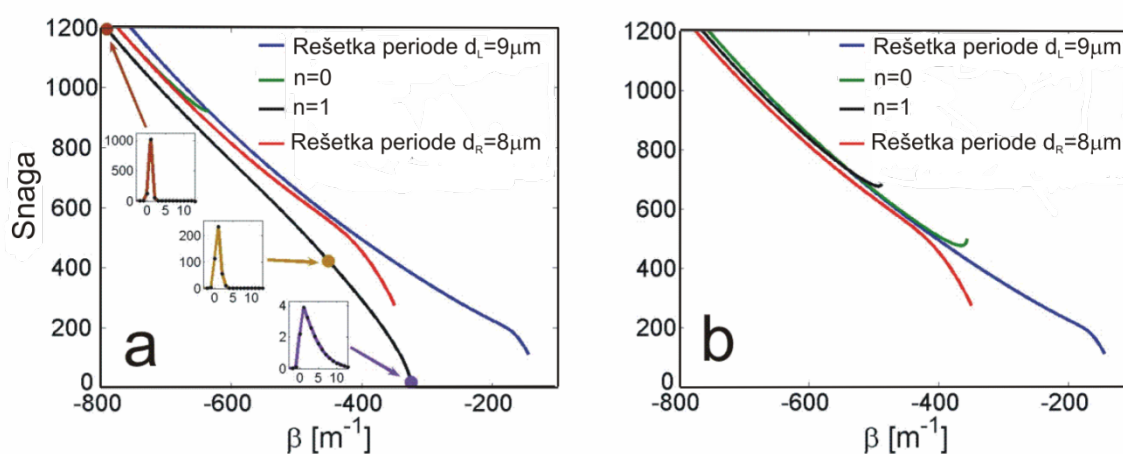
Nelinearno prostiranje svetlosti

U cilju analize nelinearnog prostiranja svetlosti kroz rešetku talasovoda napravljenu u LiNbO_3 1D DNŠJ je numerički rešavana upotrebom Runge-Kuta metode petog reda, dok je za rešavanje stacionarne 1D DNŠJ primenjena Gaus-Njutnova metoda. Nelinearni parametri korišćeni u proračunima iznose: $\alpha = -1$ i $\kappa = 5 \cdot 10^{-4}$.

Slika 4.18 predstavlja krive postojanja solitonskih rešenja dobijenih numeričkim rešavanjem stacionarne 1D DNŠJ. Dijagrami prikazuju snagu (bezdimenziona veličina) svakog nelinearno lokalizovanog moda, odnosno solitona u zavisnosti od nelinearne konstante prostiranja β za dve širine defekta: $d_d = 2.5 \mu\text{m}$ (Slika 4.18(a)) i $d_d = 4.25 \mu\text{m}$ (Slika 4.18(b)). Za svaku širinu defekta u rešetki, analizirana su samo *staggered* rešenja, dok postojanje *unstaggered* tipa nije potvrđeno ni eksperimentalno, ni numerički.

U slučaju rešetke s malom širinom defekta $d_d = 2.5 \mu\text{m}$ (Slika 4.18(a)) vidi se da se prag snage potreban za formiranje solitona razlikuje u zavisnosti od toga na kom mestu u rešetki se traži solitonsko rešenje. Tako je prag snage potreban za formiranje solitona centriranog na nultom elementu rešetke (levo od defekta) daleko veći u poređenju s pragom potrebnim za formiranje

solitona daleko od defekta, tj. u homogenim delovima rešetke. Takođe, manje snage su potrebne za nelinearnu lokalizaciju svetlosti u homogenoj rešetki levo od defekta gde je rastojanje između susednih elemenata jednako $4 \mu\text{m}$, nego što je to slučaj s homogenom rešetkom kod koje je ovo rastojanje jednako $3 \mu\text{m}$. U ovim oblastima ne postoji lokalizacija u linearnom režimu snaga. Prvi element rešetke ($n = 1$) pokazuje drugačije ponašanje, s obzirom na to da za lokalizaciju polja čiji je maksimum obvojnice centriran na tom elementu, ne postoji prag snage. Drugim rečima, u ovom slučaju postoji kontinualni prelaz iz linearno lokalizovanih modova u nelinearno lokalizovane modove. Tri dodatka na slici prikazuju formiranje jako lokalizovanih modova s povećanjem upadne snage. Prvi odozdo predstavlja linearno lokalizovani mod, na srednjem je prikazano rešenje kod kog je 60% solitonske snage lokalizovano u centralnom elementu rešetke ($n = 1$), dok je na poslednjem dato solitonsko rešenje s 95% ukupne snage skoncentrisane na posmatranom elementu rešetke.



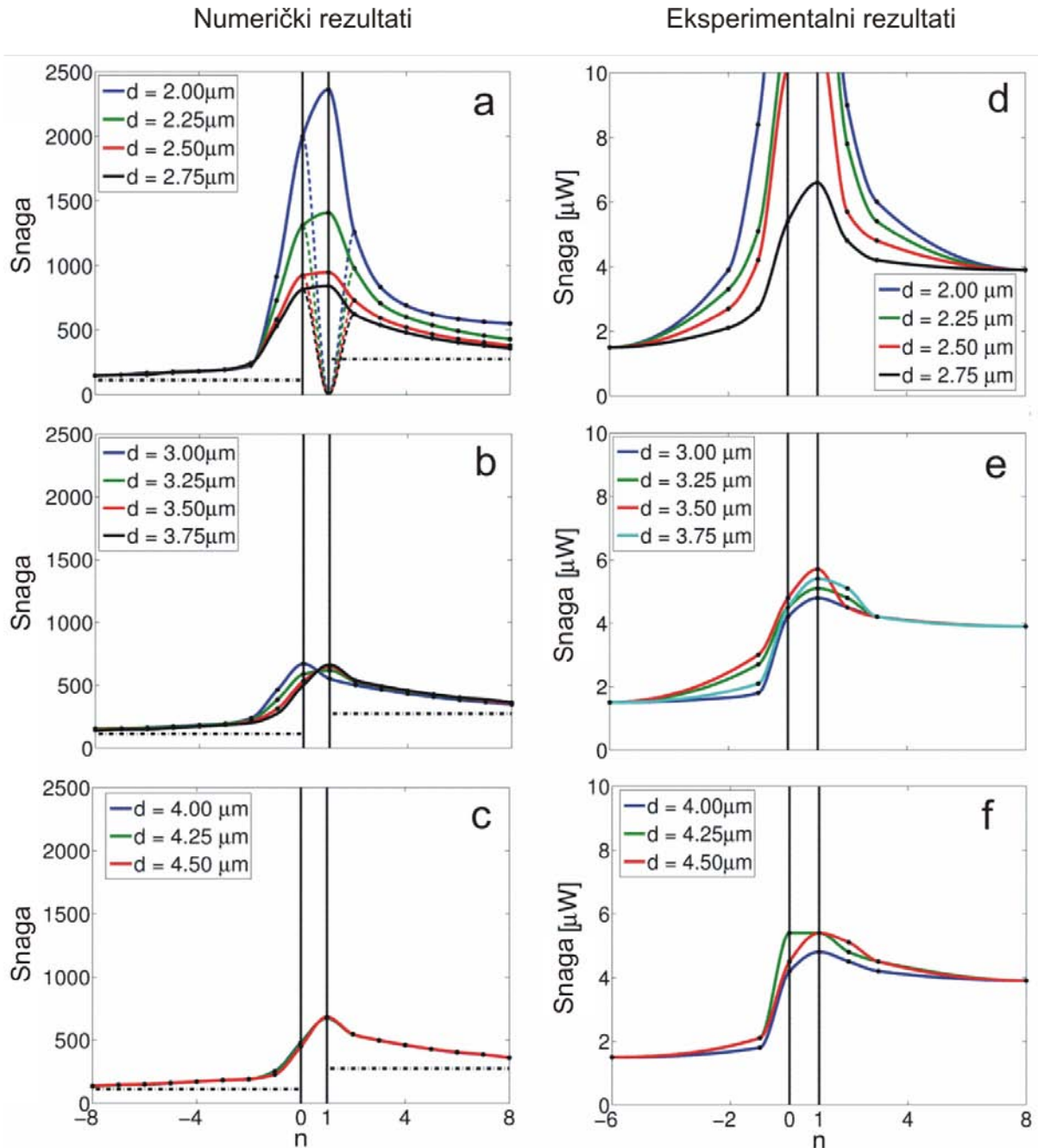
Slika 4.18: Snaga (u proizvoljnim jedinicama) u funkciji nelinearne konstante prostiranja β za slučaj kada je (a) $d_d = 2.5 \mu\text{m}$ i (b) $d_d = 4.25 \mu\text{m}$. Dodaci na levoj slici prikazuju profil snage *staggered* solitona na defektu.

S druge strane, Slika 4.18(b) predstavlja zavisnost snage od nelinearne konstante prostiranja za rešetku kod koje je defekat previše širok ($d_d = 4.25 \mu\text{m}$) da bi došlo do lokalizacije u linearnom režimu. Sada je minimalna snaga potrebna za lokalizaciju polja na elementu $n = 1$ znatno veća, dok je povećanje širine defekta uticalo na smanjenje praga snage potrebne za lokalizaciju polja na nultom elementu rešetke i elementima u njegovoj blizini.

Stabilnost dobijenih rešenja proverena je linearnom analizom stabilnosti koja je pokazala da su solitoni stabilni za isti opseg konstanti prostiranja β za koji je ispunjen i VK uslov, tj. kada je $dP/d\beta < 0$. Za ostale vrednosti β oba kriterijuma pokazuju nestabilnost odgovarajućih solitona.

Na Slikama 4.19(a)-(c) prikazani su numerički rezultati zavisnosti praga snage (bezdimenziona veličina) potrebne za lokalizaciju polja od rednog broja elementa rešetke na kom je lokalizovani mod pobuđen. Za širine defekata manje od $d_R = 3 \mu\text{m}$ (Slika 4.19(a)) jako sprežanje između rešetke levo i desno od defekta utiče na pojavu visokih vrednosti minimalnih snaga potrebnih za formiranje solitona na defektu i na okolnim elementima. Maksimumi ovih krivih (označenih punom linijom) nalaze se upravo na graničnim elementima oko defekta, tj. na $n = 0$ i $n = 1$. Kako na prvom elementu rešetke dolazi i do lokalizacije u linearnom režimu kada prag snage potrebne za lokalizaciju ne postoji (isprekidana linija), radi razlikovanja solitonskih rešenja od linearno lokalizovanih modova usvojen je kriterijum po kome je 90% ukupne snage solitona skoncentrisano na prvom elementu rešetke. Sa Slike 4.12(a) se takođe vidi da linearna lokalizacija

polja postoji samo u slučaju rešetki čija je širina defekta manja od $2.75 \mu\text{m}$. S povećanjem širine defekta smanjuje se minimalna snaga potrebna za formiranje solitona u svakom od elemenata rešetke. Dok je za defekat širine $d_a = 3 \mu\text{m}$ najveći prag snage za nelinearnu lokalizaciju dobijen za nulti element rešetke, u opsegu $3 \mu\text{m} < d_a < 4 \mu\text{m}$ ovaj maksimum prelazi na prvi element rešetke (Slika 4.19(b)).



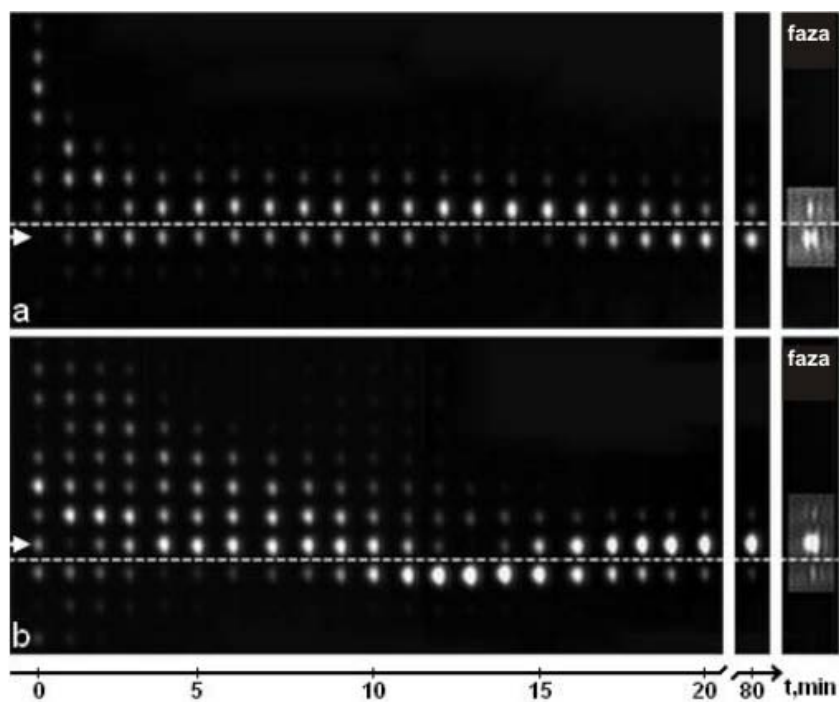
Slika 4.19: Numerički ((a),(b), (c)) i eksperimentalno ((d), (e), (f)) dobijeni rezultati za pragove snaga potrebnih za formiranje jako lokalizovanih solitona: ((a), (d)) $2 \mu\text{m} \leq d_a \leq 2.75 \mu\text{m}$; ((b), (e)) $3 \mu\text{m} \leq d_a \leq 3.75 \mu\text{m}$ i ((c),(f)) $4 \mu\text{m} \leq d_a \leq 4.50 \mu\text{m}$. Pozicija defekta je označena vertikalnim punim linijama, dok horizontalne isprekidane linije označavaju prag snage potreban za formiranje solitona u uniformnim delovima rešetke daleko od defekta.

Dalje povećavanje širine defekta nema uticaj na prag snage potreban za formiranje solitona. Za ove širine defekata sprezanje između rešetke levo i desno od defekta je zanemarljivo malo, pa se čitava rešetka može posmatrati kao sistem od dve skoro nezavisne polubeskonačne uniformne rešetke (Slika 4.19(c)). Oblik krive koja opisuje minimalnu snagu potrebnu za nelinearnu lokalizaciju u rešetki kad je $d_d > 4 \mu\text{m}$ određen je međusobnim dejstvom odbojnog potencijala defekta i Bragove refleksije unutar rešetki. Kao posledica nadmetanja ova dva efekta na granicama rešetki dolazi do pojave oscilacija polja koje podsećaju na Tamove (Tamm) oscilacije lokalizovanih modova primećenih u uniformnim rešetkama [154]. Na Slikama 4.19(d)-(f) prikazani su odgovarajući eksperimentalni rezultati. Prag snage potrebne za formiranje uskih solitona određen je na osnovu dva kriterijuma: (1) izlazni profil intenziteta svetlosti je jako skoncentrisan na talasovodu u koji je ubačena pobuda i (2) pomenuta lokalizacija se postiže ubacivanjem malo veće upadne snage u odnosu na prag snage potreban za formiranje solitona. Poštujući ove kriterijume moguće je postići lokalizaciju polja pri kojoj je više od 80% ukupne snage solitona skoncentrisano u pobuđenom talasovodu.

Minimalna snaga potrebna za lokalizaciju polja u homogenim delovima rešetke levo i desno od defekta određena je ubacivanjem snopa u sedmi kanal levo od defekta, tj. $n = -6$, dok je desno od defekta svetlosni snop ubacivan u osmi kanal, tj. $n = 8$. U okolini defekta ograničenog talasovodima $n = 0$ i $n = 1$ kao posledica odbojnog karaktera defekta dolazi do povećanja praga snage za sve ispitivane širine defekata, što je u skladu s numeričkim rezultatima. Sa smanjenjem širine defekta vrednosti eksperimentalno merenih pragova snaga potrebnih za lokalizaciju polja se povećavaju. Usled slabe transmittivnosti maske korišćene za ubacivanje snopa direktno u talasovod, a samim tim i zbog ograničenosti upadne snage, za defekte manje od $2.75 \mu\text{m}$ nije moguće uočiti linearno lokalizovane modove na defektu.

Uticaj odbojnog potencijala defekta može se uočiti kontinuiranim vremenskim praćenjem procesa formiranja solitona. Na Slici 4.20 je dat primer formiranja solitona u rešetki koja sadrži defekt širine $d_d = 2.75 \mu\text{m}$ u slučaju pobuđivanja nultog (Slika 4.20(a)), odnosno prvog talasovoda (Slika 4.20(b)). Nakon ubacivanja svetlosti u željeni talasovod promena indeksa prelamanja nastala uticajem defokusirajuće nelinearnosti Δn prati eksponencijalnu zavisnost oblika $\Delta n = \Delta n_{sat}(1 - \exp(-t/\tau))$, gde τ predstavlja Maksvelovu vremensku konstantu, dok je Δn_{sat} maksimalna promena indeksa prelamanja u zasićenju, tj. kada $t \rightarrow \infty$.

Na Slici 4.20(a) predstavljeno je formiranje solitona na defektu kada je pobuđen talasovod $n = 0$. Kako je u početku doprinos nelinearnosti veoma mali, efekat diskretne difrakcije je dominantan što utiče na asimetričan profil izlazne svetlosti. U prelaznom režimu (za $t \sim (10-16) \text{ min}$) svetlost je najvećim delom lokalizovana na prvom elementu rešetke nakon čega nelinearnost kristala ulazi u zasićenje. U novonastalom stacionarnom režimu najveći deo svetlosti se koncentriše u nultom talasovodu formirajući uski *staggered* soliton koji ostaje stabilan u periodu posmatranja od 80 minuta. (Slika 4.20(b)) predstavlja situaciju kada je pobuđen prvi talasovod rešetke. Pri maloju nelinearnosti u kristalu može se uočiti slaba lokalizacija na defektu slična onoj koja se javlja kod linearno lokalizovanih modova. U prelaznom režimu ($t \sim 13 \text{ min}$) formira se uski soliton centriran na nultom talasovodu kao posledica nižeg praga snage potrebnog za lokalizaciju na tom elementu. Konačno, u režimu zasićenja, svetlost je zarobljena u prvom kanalu formirajući uski stabilni *staggered* soliton.



Slika 4.20: Formiranje solitona u uzorku čija je širina defekta $d_d=2.75 \mu\text{m}$ kada je pobuđen (a) nulti talasovod i (b) prvi talasovod. Bela strelica označava pobuđeni talasovod, dok je isprekidanom belom linijom označena pozicija defekta. Interferogrami s desne strane slike prikazuju fazu polja na kraju uzorka u stacionarnom režimu (nakon 80 min).

5 Optički solitoni u binarnim 1D rešetkama talasovoda

U ovoj glavi prikazani su teorijski i eksperimentalni rezultati prostiranja svetlosti u binarnim rešetkama talasovoda sa zasićujućom nelinearnošću. Na osnovu odgovarajućeg teorijskog modela ispitiće se uticaj dvostruke periodičnosti rešetke na zonski spektar, kao i postojanje različitih vrsta modova u ovakvom sistemu. Pored ovoga, teorijski će biti analizirane i osobine solitonskih interakcija u binarnim rešetkama, kao i karakteristike modova lokalizovanih na površini posmatrane rešetke.

5.1 Zonska struktura binarnih 1D rešetki talasovoda

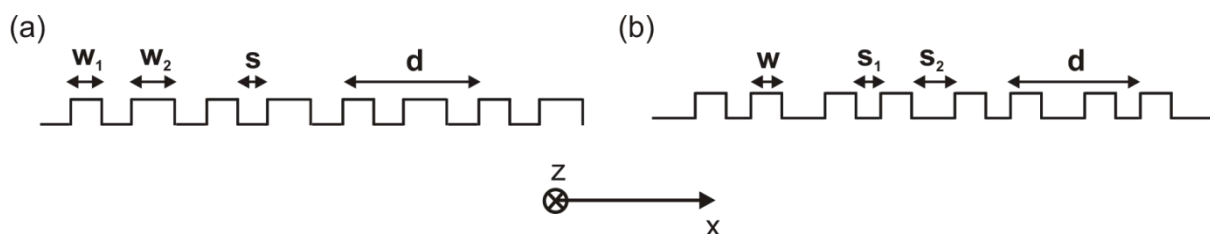
Binarne rešetke se mogu posmatrati kao sistem od dve uniformne rešetke istih perioda, pri čemu je jedna od rešetki umetnuta u drugu. Ovo udvajanje periodičnosti utiče na promenu zonske strukture sistema. Kako svaka od rešetki ima svoj zonski spektar koji je funkcija parametara rešetke (širine talasovoda i rastojanja između njih, kao i indeksa prelamanja rešetke), to će njihova kombinacija uticati na drugačiji izgled novonastalog zonskog spektra, nego što je to slučaj kod uniformnih rešetki. Naime, ubacivanje dodatne periodičnosti u sistem izazvaće pojavu mini procepa, tzv. *mini-gap-a*, unutar dozvoljenih zona u zonskom spektru.

Ovaj fenomen otvaranja novih procepa unutar dozvoljenih zona spektra difrakcionih rešetki, uočili su Pirs (Pierce) i Roland (Rowland) 1879. i 1902. godine, respektivno [155]. Smatrajući dodatnu modulaciju indeksa prelamanja za periodični defekat unutar postojeće uniformne rešetke, pokazali su da se u zonskom spektru javljaju novi intervali učestanosti za koje posmatrana rešetka ne vodi svetlost, nazivajući ih Rolandovim duhovima.

Binarne rešetke se najčešće realizuju u dva tipa:

- 1) Širine talasovoda pojedinačnih rešetki se međusobno razlikuju, dok su rastojanja između rešetki identična [125,156,157];
- 2) Rastojanja između talasovoda pojedinačnih rešetki se međusobno razlikuju, dok su širine talasovoda identične [158],

kao što je šematski prikazano na Slici 5.1.



Slika 5.1: Primer binarnih rešetki kada je (a) širina talasovoda različita ($w_1 \neq w_2$) i (b) rastojanje između talasovoda različito $s_1 \neq s_2$.

U poslednjih nekoliko godina, binarne optičke rešetke izazivaju veliko interesovanje zbog toga što se usložnjavanjem sistema otvaraju dodatni zonski procepi u kojima je moguće formiranje novih tipova solitonskih rešenja. Pored prostiranja svetlosti unutar rešetki s naizmeničnom

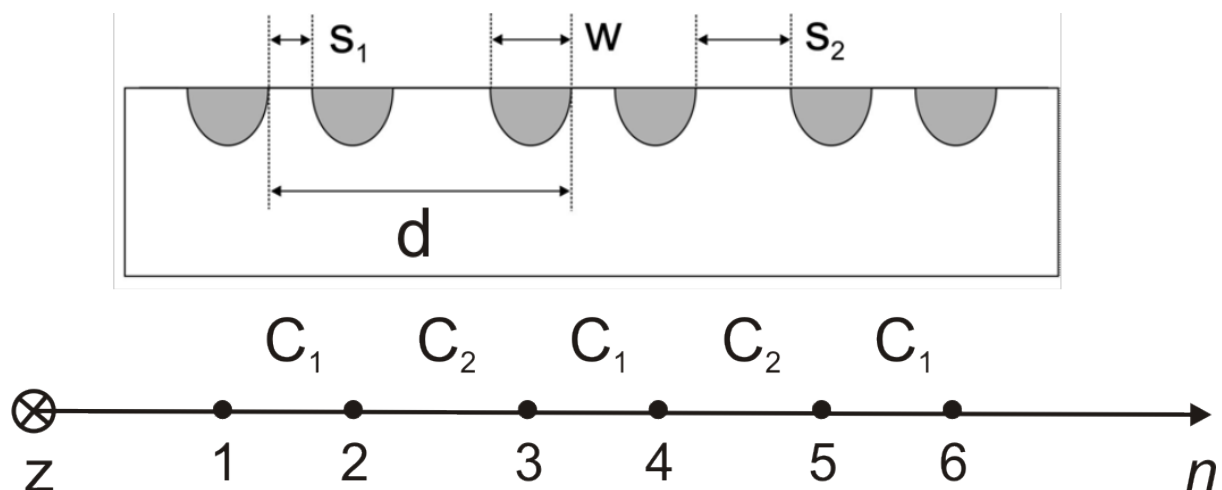
promenom širine talasovoda u fokusirajućoj (Kerova nelinearnost) [125,156] i defokusirajućoj (zasićujuća nelinearnost) sredini [157], ispitivan je i uticaj površine na ponašanje svetlosti pri njenom prostiranju u binarnoj rešetki s fokusirajućom nelinearnošću Kerovog tipa [159]. Pojava solitona analizirana je i u binarnim rešetkama kod kojih je rastojanje između talasovoda naizmenično menjano, a ispoljavaju Kerov tip nelinearnosti [158]. Sprezanje između elemenata binarnih rešetki može biti ostvareno i blagom promenom konstanti sprezanja duž pravca prostiranja svetlosti [160], kao i naizmeničnom promenom znaka konstanti sprezanja duž transverzalnog pravca [161]. Navedeni sistemi pokazali su pojavu interesantnih efekata, poput pojave solitona sa zaravnjenim vrhom i kink površinskih solitona [162], Talboovih (Talbot) oscilacija [161], kretanja solitona kroz rešetku [163], itd.

Kako je u tezi analizirano ponašanje svetlosti unutar binarnih rešetki kod kojih je naizmenično menjano rastojanje između talasovoda, u daljem tekstu biće reči samo o njima.

5.2 Prostiranje svetlosti kroz 1D binarne rešetke talasovoda sa zasićujućom nelinearnošću i naizmeničnom promenom rastojanja između talasovoda

5.2.1 Model

Na Slici 5.2 dat je šematski prikaz nelinearne binarne rešetke talasovoda sa zasićujućom nelinearnošću kod koje je naizmenično menjano rastojanje između talasovoda fiksne širine w . Prikazani sistem se može posmatrati kao spoj dve uniformne rešetke istih perioda d koje su međusobno pomerene za rastojanje s_1 .



Slika 5.2: Model binarne rešetke. s_1 i s_2 predstavljaju rastojanja između talasovoda širine w , a kojima odgovaraju konstante sprezanja C_1 i C_2 , respektivno. Period binarne rešetke označen je d .

Polazeći od 1D DNSJ za sredinu sa zasićujućom nelinearnošću defokusirajućeg tipa ($\alpha < 0$), evoluciju amplitude polja u posmatranom diskretnom sistemu od N elemenata moguće je opisati jednačinom (3.10):

$$i \frac{dE_n}{dz} + C_{n,n-1}E_{n-1} + C_{n,n+1}E_{n+1} + \alpha \frac{|E_n|^2}{1 + \kappa|E_n|^2} E_n = 0, \quad (5.1)$$

pri čemu je $C_{n,n-1} = C_1$ i $C_{n,n+1} = C_2$, za parno n , dok je $C_{n,n-1} = C_2$ i $C_{n,n+1} = C_1$ u slučaju kada je n neparan broj, s tim da konstante sprežanja stoje u sledećem odnosu: $C_1 > C_2$. Ukoliko se odvojeno posmatra evolucija amplituda modova u parnim ($E_n = a_n$), odnosno neparanim elementima rešetke ($E_n = b_n$), 1D DNSJ je moguće razdvojiti na dva sistema jednačina:

$$i \frac{da_n}{dz} + C_1 b_{n-1} + C_2 b_{n+1} + \alpha \frac{|a_n|^2}{1 + \kappa|a_n|^2} a_n = 0, \quad (5.2)$$

za parne elemente rešetke, i

$$i \frac{db_n}{dz} + C_2 a_{n-1} + C_1 a_{n+1} + \alpha \frac{|b_n|^2}{1 + \kappa|b_n|^2} b_n = 0, \quad (5.3)$$

za neparne elemente rešetke. Neka su stacionarna rešenja oblika:

$$a_n = A e^{i(k_x d n - \beta z)} \quad (5.4)$$

i

$$b_n = B e^{i(k_x d n - \beta z)}, \quad (5.5)$$

gde A i B predstavljaju realne amplitude u parnim, odnosno neparanim elementima rešetke, respektivno, dok je k_x označen transverzalni Blohov vektor. Ubacujući pretpostavljena rešenja u izraze (5.2) i (5.3), uz uslov da je $\alpha = 0$, dobijene su sledeće relacije:

$$\frac{A}{B} = -\frac{C_1}{\beta} \left[\frac{C_2}{C_1} e^{i(k_x d)} + e^{-i(k_x d)} \right] \quad (5.6)$$

i

$$\frac{A}{B} = -\frac{\beta}{C_2 \left[\frac{C_1}{C_2} e^{i(k_x d)} + e^{-i(k_x d)} \right]}, \quad (5.7)$$

čijim izjednačavanjem sledi disperziona relacija:

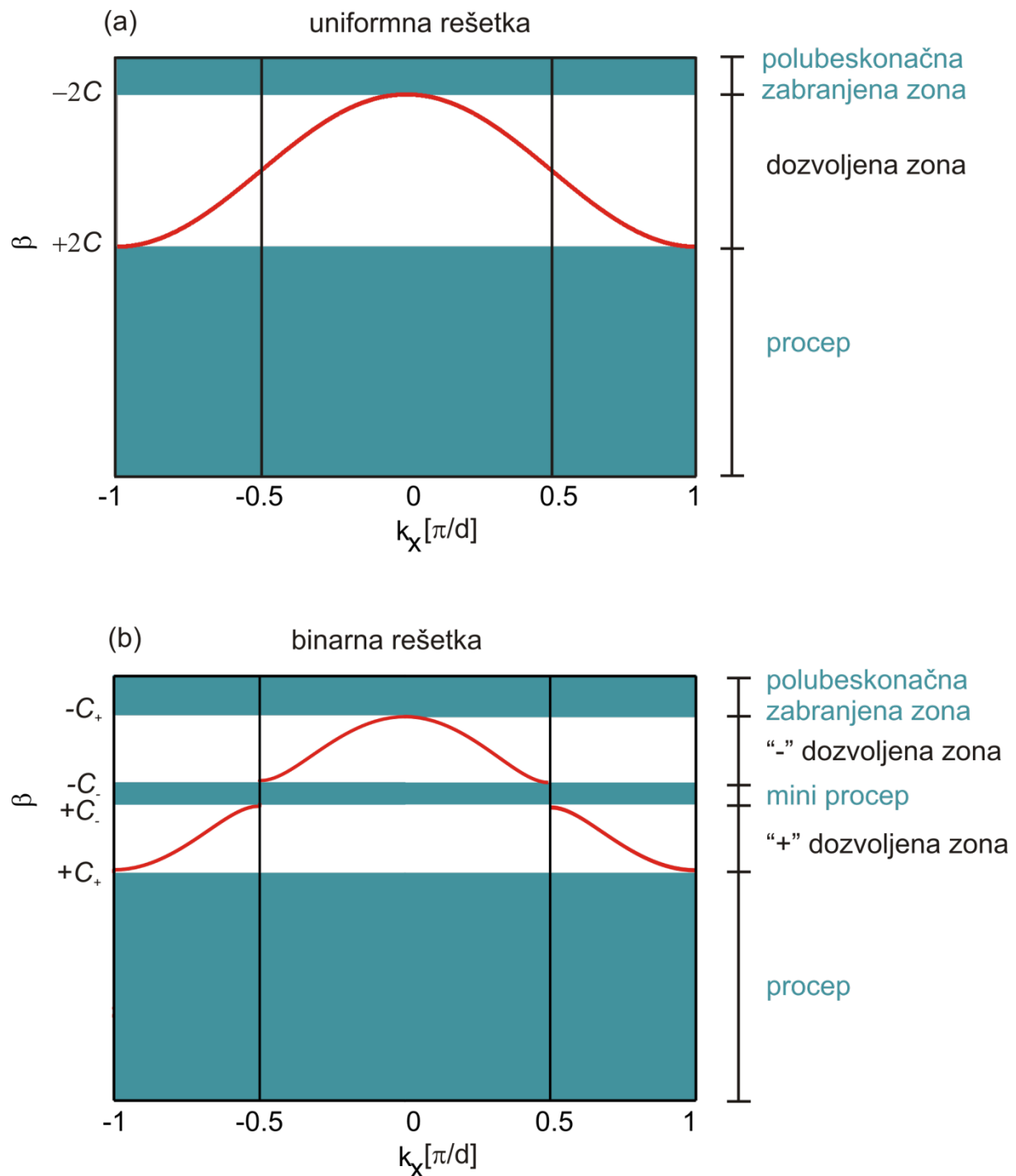
$$\beta^2 = C_1^2 + C_2^2 + 2C_1 C_2 \cos(2k_x d). \quad (5.8)$$

Izražena preko Blohovog talasnog vektora, disperziona relacija može biti napisana i u sledećem obliku:

$$k_x = \frac{1}{2d} \arccos \left(\frac{\beta^2 - (C_1^2 + C_2^2)}{2C_1 C_2} \right). \quad (5.9)$$

Oblasti dozvoljenih i zabranjenih zona određene su vrednošću Blohovog talasnog vektora k_x . Dozvoljene zone u spektru će postojati za realne vrednosti vektora k_x , dok će se za kompleksne vrednosti vektora k_x javiti odgovarajući procepi. Iz izraza (5.9) sledi da će k_x biti realno kada je $\beta \in (-(C_1 + C_2), -(C_1 - C_2)) \cup ((C_1 - C_2), (C_1 + C_2))$, pa će, samim tim, i dozvoljene zone biti određene na osnovu dobijenih intervala za β . Za razliku od uniformnih rešetki kod kojih je dozvoljena zona određena samo jednim intervalom za vrednosti konstante prostiranja, tj. $\beta \in (-2C, 2C)$, kod binarnih rešetki dolazi do podele dozvoljene zone na dva dela. Između njih

se formira uzak procep koji je posledica dodatne modulacije indeksa prelamanja rešetke talasovoda, modelovanog preko naizmenične promene vrednosti konstante sprezanja. Konkretno za posmatrani sistem, mali procep postoji kada je $\beta \in -(C_1 - C_2) \cup (C_1 - C_2)$. U poređni prikaz zonskih spektara u slučaju uniformne i binarne rešetke dat je na Slici 5.3.



Slika 5.3: U poređni prikaz zonskih spektara kod (a) uniformne i (b) binarne rešetke. Usled dvostruke periodičnosti binarne rešetke u zonskom spektru dolazi do cepanja dozvoljene zone na dva dela, usled čega se otvara novi procep - mini-procep. Granice dozvoljenih i zabranjenih zona u binarnoj rešetki označene su s C_- i C_+ , gde je $C_- = C_1 - C_2$ i $C_+ = C_1 + C_2$. Konstanta sprejanja elemenata uniformne rešetke označena je s C , dok je period obe rešetke označen s d .

Da bi se jasnije naznačilo o kom delu prve dozvoljene zone je reč, uvedeni su nazivi "-" dozvoljena zona i "+" dozvoljena za oblasti u kojima β ima negativnu, odnosno pozitivnu vrednost.

Kao što se može primetiti sa [Slike 5.3](#), u slučaju binarne rešetke otvaranje mini procepa menja fotonske karakteristike posmatranog sistema. Za razliku od uniformne rešetke kod koje postoji samo jedna oblast parametara u kojima znak difrakcije može biti pozitivan ($\pi/(2d) < |k_x| < \pi/d$), kod binarnih rešetki dolazi do pojave dve oblasti u kojima je moguća pojava anomalne difrakcije: $\pi/(4d) < |k_x| < \pi/(2d)$ i $3\pi/(4d) < |k_x| < \pi/d$. Isto tako, binarne rešetke poseduju dve oblasti parametara u kojima difrakcija ima negativnu vrednost, odnosno za koje sistem ispoljava osobine normalne difrakcije.

Ova "neobičnost" u zonskom spektru utiče i na formiranje novih tipova lokalizovanih rešenja u nelinearnom režimu. Prisustvo novog procepa otvara dodatni opseg učestanosti u kojem je moguće postojanje solitona koji nemaju čisto *unstaggered*, odnosno *staggered* formu. Kako su ovi solitoni posledica odvajanja i mešanja Blohovih talasa iz "-" i "+" dozvoljene zone, to će međusobni uticaj dozvoljenih zona igrati važnu ulogu u izgledu solitonskih struktura. Uticaj dozvoljenih zona na formiranje solitona zavisi od širine mini procepa koji je, kao što se zaključuje iz disperzione relacije, funkcija konstanti sprežanja rešetke C_1 i C_2 , pa samim tim i međusobnog rastojanja između elemenata rešetke s_1 i s_2 . Smanjivanjem razlike rastojanja između elemenata binarne rešetke ($s_1 - s_2$), smanjivaće se i širina mini procepa. U graničnom slučaju kada je $s_1 - s_2 = 0$, mini procep će nestati, što upravo odgovara slučaju uniformne rešetke kada je $s_1 = s_2$.

5.2.2 Numerički i eksperimentalni rezultati

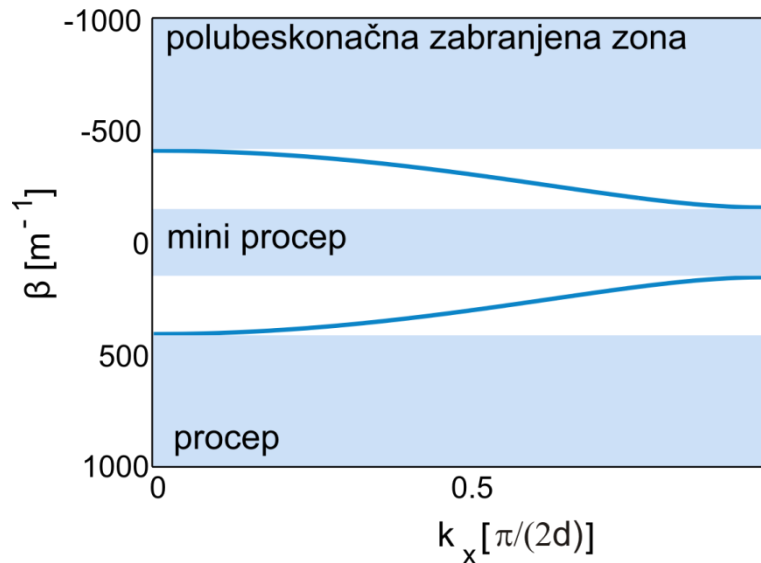
U cilju analize prostiranja svetlosti u 1D binarnoj rešetki kod koje se širina rastojanja između talasovoda naizmenično menja, za supstrat je korišćen nedopirani kristal LiNbO_3 [164]. Formiranje paralelnih talasovoda širine $w = 3.5 \mu\text{m}$ dobijeno je standardnim fotolitografskim tehnikama titanijumskih (Ti) slojeva debljine 10 nm koji su prethodno nanoseni tehnikom raspršivanja na površinu supstrata. Proces difuzije Ti u supstrat se odvija na temperaturi od 1000°C u trajanju od 2 sata u atmosferi argonske pare. Na kraju ovog procesa površina uzorka na koju pada svetlosni snop, odnosno iz koje izlazi, ispolirana je u cilju što manjih gubitaka pri ulasku i izlasku svetlosti iz talasovoda dužine 20 mm. Čitava rešetka sastoji se od 250 talasovoda, pri čemu se rastojanje između njih naizmenično menja i iznosi $s_1 = 3 \mu\text{m}$ i $s_2 = 4 \mu\text{m}$, tako da je period binarne rešetke jednak $14 \mu\text{m}$.

U eksperimentu je korišćena tzv. *endfacet-coupling* postavka [152], pri čemu je kao svetlosni izvor upotrebljen Nd:YVO₄ laser s radnom talasnom dužinom od 532 nm. U cilju pobuđivanja *unstaggered* i *staggered* modova u rešetki upadni snop se može nakositi za proizvoljno mali ugao u $x - z$ ravni. Pomoću CCD kamere uslikan je izlazni profil intenziteta polja, dok se informacija o fazi izlaznog polja dobija korišćenjem Mah-Zenderovog (Mach-Zehnder) interferometra gde izlazno polje interferira s referentnim ravanskim talasom.

Linearno prostiranje svetlosti

Rešavajući linearni deo jednačine (5.1) ($\alpha = 0$) Runge-Kuta metodom petog reda i koristeći eksperimentalno dobijene rezultate za diskretnu difrakciju, određene su konstante sprežanja za posmatrani sistem sa [Slike 5.2](#), tj. $C_1 = 282 \text{ m}^{-1}$ i $C_2 = 127 \text{ m}^{-1}$.

Na osnovu disperzione relacije (5.9) i variranjem konstante prostiranja u proizvoljnom intervalu od -1000 do 1000 za dobijene konstante sprežanja C_1 i C_2 , izračunat je odgovarajući zonski spektar koji je prikazan na Slici 5.4.



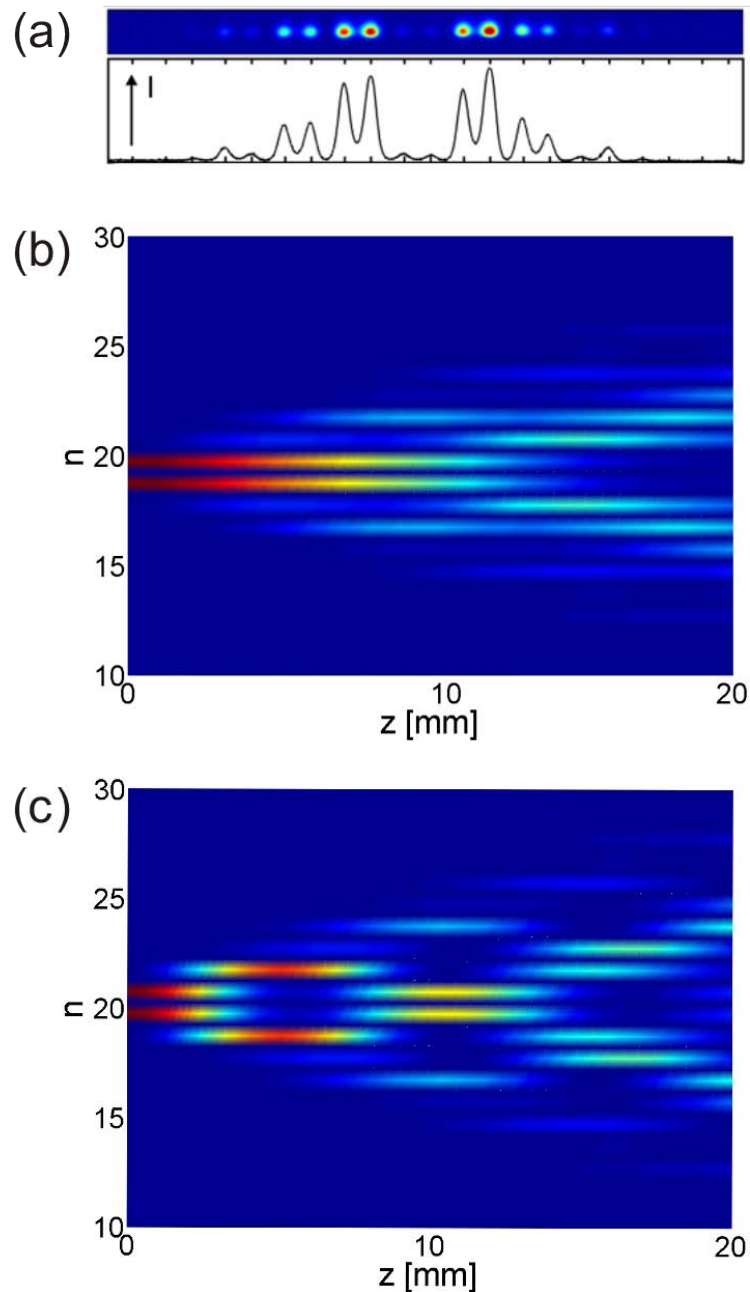
Slika 5.4: Zonska struktura za binarnu rešetku čije su konstante sprežanja $C_1 = 282 \text{ m}^{-1}$ i $C_2 = 127 \text{ m}^{-1}$, pri čemu je druga polovina Brillouenove zone (donja kriva) preslikana na prvu.

Na slici se vidi da je zbog dvostruke periodičnosti sistema došlo do pojave mini procepa usled čega se dozvoljena zona podelila na dva dela (gornja i donja kriva). Treba primetiti da je predstavljeni grafik zonskog spektra (Slika 5.4) dodatno redukovano preslikavanjem druge polovine Brillouenove zone na prvu (donja kriva).

Kako se u analiziranoj rešetki razmatra prostiranje svetlosti u slučaju kada su pobuđena dva elementa rešetke, dati sistem je moguće posmatrati u vidu spregnutih jediničnih ćelija, pri čemu svaka ćelija predstavlja gradivni element koji se sastoji od dva kanala čije je sprežanje opisano parametrom C_1 . U tako postavljenom sistemu, sprežanje između susednih ćelija biće opisano konstantom sprežanja C_2 .

U slučaju pobuđivanja jedne ćelije binarne rešetke dobija se simetrični profil diskretne difrakcije, s tim da je izlazno polje najvećim delom skoncentrisano u susednim ćelijama levo i desno od pobuđene. Uzrok za ovo jeste skoro dvostruko jače sprežanje između elemenata unutar ćelije u odnosu na sprežanje sa susednim ćelijama. Zbog ovoga polje ne stiže da na posmatranoj dužini uzorka difraktuje daleko od centralne ćelije. Eksperimentalni i odgovarajući numerički rezultati za opisanu situaciju prikazani su na Slici 5.5(a) i 5.5(b), respektivno, pri čemu su pobuđeni 19. i 20. element rešetke ($n = 19$ i $n = 20$).

Na Slici 5.5(c) predstavljeni su numerički rezultati u slučaju pobuđivanja dva elementa iz susednih ćelija kod kojih je sprežanje dato parametrom C_2 ($n = 20$ i $n = 21$). Sada će ubačeno polje ranije preći u elemente iz iste ćelije ($C_1 > C_2$), nakon čega će, zbog sprežanja s ostalim ćelijama, manji deo polja difraktovati ka krajevima rešetke. S druge strane, veći deo polja ponovo biva skoncentrisan unutar pobuđenih talasovoda. Kako se, sada već oslabljeno polje opet prostire unutar slabije spregnutih elemenata, to će se ono još jednom spregnuti s elementima iz iste ćelije posle čega će nastaviti prostiranje ka obodu rešetke.

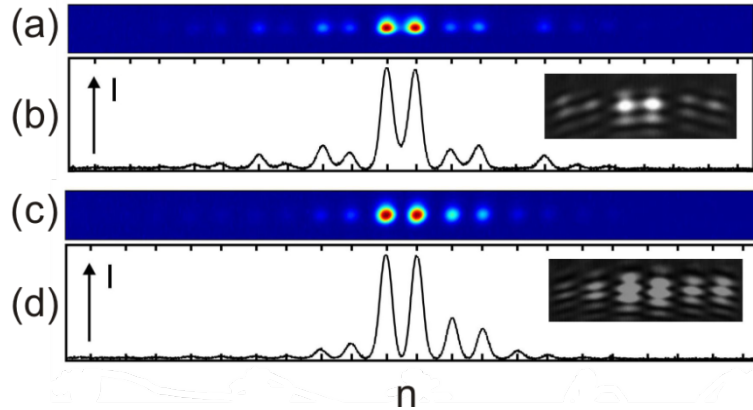


Slika 5.5: Diskretna difrakcija u binarnim rešetkama za pobudu koja obuhvata dva elementa. (a) Eksperimentalni i (b) numerički rezultati kada je pobuda na elementima rešetke između kojih je sprezanje opisano parametrom C_1 . Upadna snaga lasera korišćenog u eksperimentu je mala (par nW). (c) Numerički rezultati za slučaj pobude koja obuhvata dva elementa rešetke između kojih je sprezanje opisano parametrom C_2 .

Nelinearno prostiranje svetlosti

Za formiranje solitona u procepima, u eksperimentu su korišćena dva tipa upadnih profila polja. Kod prvog je jedinična ćelija rešetke osvetljena s dva snopa čije su amplitude polja u fazi, dok su u drugom slučaju amplitude polja susednih snopova koji pobuđuju elemente ćelije u kontrafazi. U prvoj postavci, pri upadnoj snazi od $\sim 40 \mu\text{W}$, uočeno je formiranje simetričnog solitona unutar mini procepa, tj. u centru Brillouinove zone ($k_x = \pi/(2d)$). Amplituda ovog nelinearnog moda je u fazi unutar svake ćelije, dok se između ćelija njena faza menja za π . Za istu upadnu

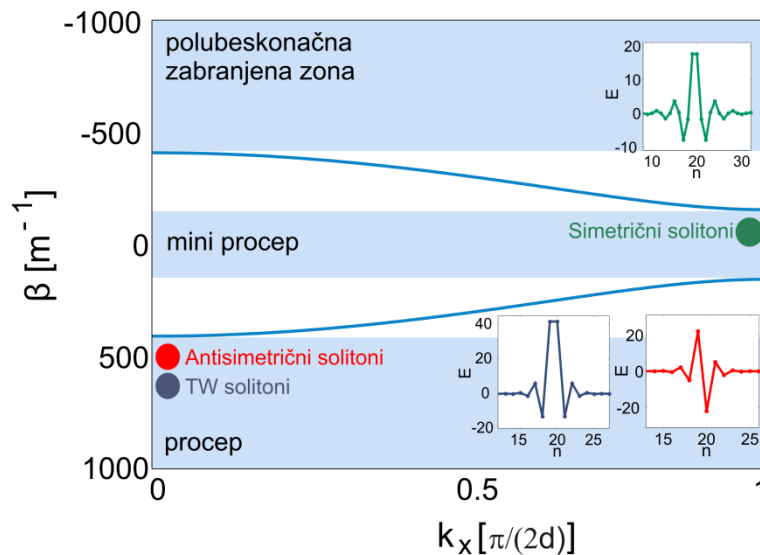
snagu, kada je ćelija pobuđena poljem čija je amplituda u kontrafazi, na krajevima Brillouenove zone ($k_x = \pi/d$), odnosno u procepu zonske strukture dolazi do formiranja antisimetričnih solitona čija amplituda ima *staggered* izgled. U ovom slučaju faza amplitude se menja za π od elementa do elementa rešetke. Eksperimentalni rezultati uočenih simetričnih i antisimetričnih solitona predstavljeni su na Slici 5.6.



Slika 5.6: Eksperimentalni rezultati snimljeni CCD kamerom u slučaju formiranja (a) simetričnog solitona (amplituda upadnog polja je u fazi unutar pobuđene ćelije) i (c) antisimetričnog solitona (amplituda upadnog polja je u kontrafazi unutar pobuđene ćelije). Pod (b) i (d) predstavljeni su profili simetričnog, odnosno antisimetričnog solitona dobijenih na osnovu eksperimentalnih rezultata prikazanih pod (a) i (b), respektivno, gde iseći u gornjem desnom uglu svake od slika (b) i (d) predstavljaju odgovarajuće interferograme.

U cilju analize nelinearnog prostiranja svetlosti kroz 1D binarnu rešetku napravljenu u LiNbO_3 , 1D DNŠJ je numerički rešavana upotrebom Runge-Kuta metode petog reda, dok je za rešavanje stacionarne 1D DNŠJ primenjena Gauss-Njutnova metoda. Nelinearni parametri korišćeni u proračunima iznose: $\alpha = -1$ i $\kappa = 5 \cdot 10^{-4}$.

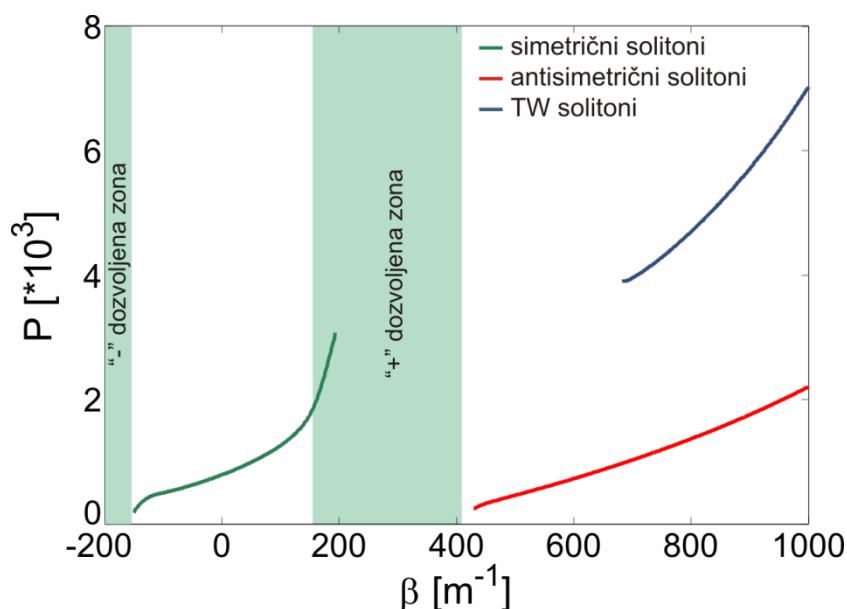
Dobijeni numerički rezultati potvrdili su postojanje dva tipa solitonskih rešenja uočenih u eksperimentu: simetričnog u mini procepu i antisimetričnog formiranog u procepu zonske strukture.



Slika 5.8: Prikaz zonske strukture binarne rešetke i amplitude polja solitonskih rešenja E u funkciji rednog broja talasovoda n . U mini procepu - simetrični solitoni (zeleni linija); u zonskom procepu - antisimetrični (crvena linija) i TW solitoni (tamno plava linija).

Pored pomenutih tipova solitona, numeričko rešavanje modalne jednačine pokazalo je postojanje još jedne vrste nelinearnih lokalizovanih modova unutar procepa, tzv. *twisted* (TW) solitona. Amplituda TW solitona je u kontrafazi između susednih elmenata rešetke, izuzev unutar pobuđene ćelije rešetke gde amplituda ostaje u fazi. Na Slici 5.8 dat je šematski prikaz solitonskih rešenja dobijenih numeričkim rešavanjem modalne jednačine i oblasti u kojima ova rešenja postoje.

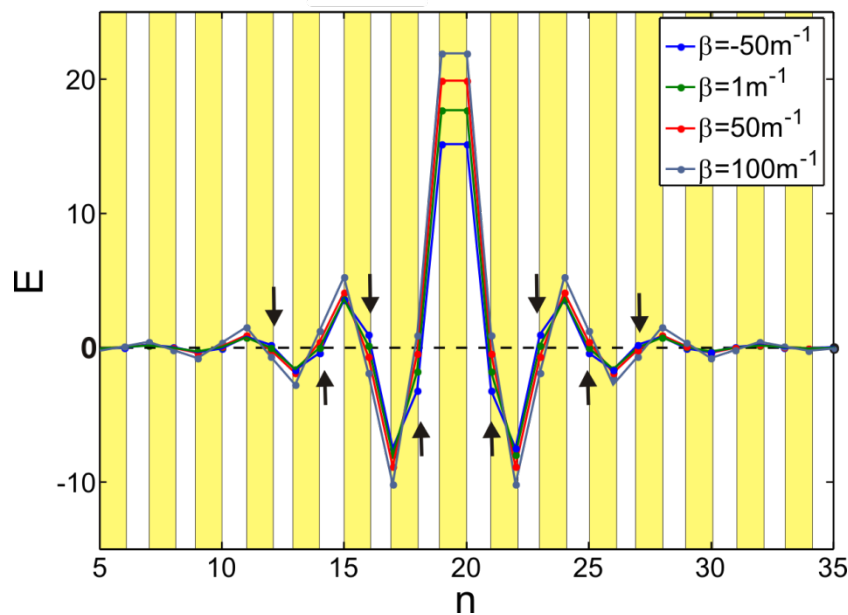
Krive postojanja solitonskih rešenja prikazane su na Slici 5.9. Kao što se s grafika vidi, minimalni prag snage potreban za formiranje simetričnih solitona malo je niži u odnosu na prag snage potreban za formiranje antisimetričnih modova, dok su u slučaju formiranja TW solitona potrebne znatno veće upadne snage. Kriva postojanja u slučaju simetričnih solitona počinje praktično odmah ispod “-” dozvoljene zone (tj. za $\beta = -(C_1 - C_2)$) i prostire se sve do “+” dozvoljene zone, gde je čak moguće i postojanje solitona unutar ove dozvoljene zone. Ovakvi solitoni nazivaju se “*outgap*” solitoni i odlikuju se obvojnicom koja ne opada s udaljavanjem od centralne ćelije [165].



Slika 5.9: Snaga (u proizvoljnim jedinicama) u funkciji nelinearne konstante prostiranja β u slučaju: simetričnih (zelena kriva), antisimetričnih (crvena kriva) i TW solitonskih rešenja (plava kriva).

Takođe, numerički rezultati pokazuju da u mini procepu s povećanjem konstante prostiranja β (u opsegu u kojem je ovaj parametar pozitivan), obvojnica simetričnih modova menja svoj oblik. Porast upadne snage svetlosti (samim tim i parametra β) utiče na postepeno menjanje faze obvojnice moda od krajnjih elemenata ćelije ka centralnim, usled čega dolazi do formiranja novog tipa simetričnih modova kod kojih je polje unutar svake ćelije, sem centralne, u kontrafazi, dok između ćelija obvojnica moda ima istu fazu. Postepeno menjanje profila simetričnih modova s porastom parametra β , prikazano je na Slici 5.10.

Prema VK kriterijumu posmatrani solitoni biće stabilni ukoliko je zadovoljen uslov $dP/d\beta > 0$, što svaka od prikazanih familija rešenja ispunjava. Pored VK kriterijuma, stabilnost solitona je razmatrana i direktnim simulacijama 1D DNŠJ dodavanjem malih perturbacija na amplitude nelinearno lokalizovanih rešenja pri propragacionim dužinama $z = 250$ mm. Perturbacije u proračunima iznosile su 2% amplitude u svakom od elemenata rešetke. Dobijeni numerički rezultati prikazani su na Slici 5.11.

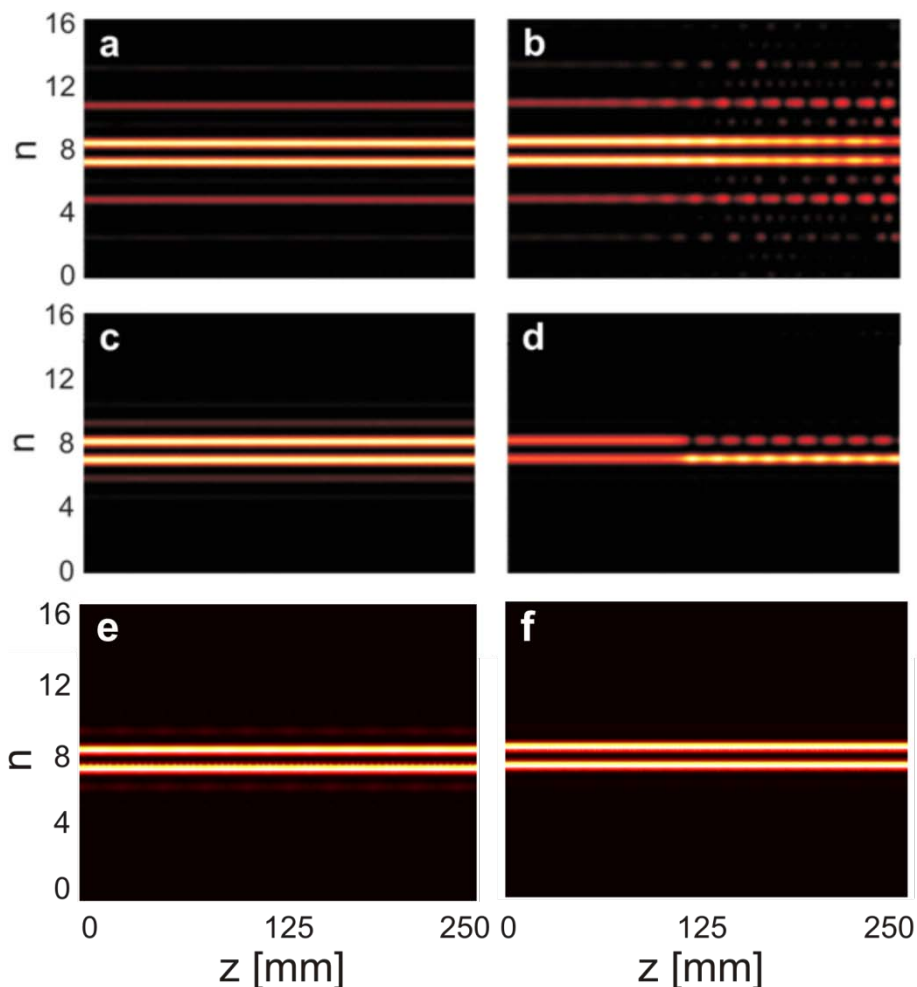


Slika 5.10: Izgled simetričnih modova u mini procepu. S porastom konstante prostiranja menja se profil obvojnice moda. Strelice na slici prikazuju pravac promene faze polja u odgovarajućim elementima rešetke, dok su žutom bojom označene ćelije binarne rešetke, tj. elementi između kojih je sprezanje opisano parametrom C_1 .

U slučaju simetričnog solitona za $\beta = -50 \text{ m}^{-1}$ (Slika 5.11(a)), simulacije pokazuju manje oscilacije u amplitudi, dok je za rešenja koja su bliže krajevima mini procepa izraženo bridersko ponašanje (Slika 5.11(b)). S druge strane, linearna analiza stabilnosti pokazuje nestabilnost simetričnih solitonskih rešenja na čitavom domenu postojanja. Numerički rezultati dobijeni za slučaj prostiranja antisimetričnih rešenja kada je $\beta = 550 \text{ m}^{-1}$ i $\beta = 800 \text{ m}^{-1}$ prikazani su na Slikama 5.11(c) i 5.11(d), respektivno. Dok prva struktura ostaje stabilna tokom prostiranja, druga pokazuje bridersko ponašanje. Ovi rezultati su u skladu s linearnom analizom stabilnosti, prema kojoj su antisimetrična rešenja stabilna za $495 \text{ m}^{-1} < \beta < 651 \text{ m}^{-1}$, dok u ostalim oblastima postojanja dobijena rešenja pokazuju oscilatornu nestabilnost. Ova oscilatorna nestabilnost uzrokuje prelazak antisimetričnog solitona u uzak brider *staggered* tipa koji se praktično prostire u samo jednoj ćeliji binarne rešetke. Prostiranje TW solitona predstavljeno je na Slikama 5.11(e) i 5.11(f) kada je $\beta = 700 \text{ m}^{-1}$, odnosno za $\beta = 900 \text{ m}^{-1}$. S povećanjem snage solitona, a samim tim i ulaženjem dublje u procep, solitoni prelaze iz bridera u izuzetno uske strukture koje se prostiru stabilno bez oscilacija u amplitudi.

Uticao površine binarne rešetke na formiranje površinskih solitona je takođe razmatran. Pored površinskih stanja u mini procepu (MP solitona), numeričkim rešavanjem 1D DNŠJ pokazano je postojanje asimetričnih i TW površinskih solitona unutar procepa. Krive postojanja dobijenih stacionarnih rešenja centriranih u prvoj ćeliji zajedno s odgovarajućim profilima rešenja prikazani su na Slici 5.12.

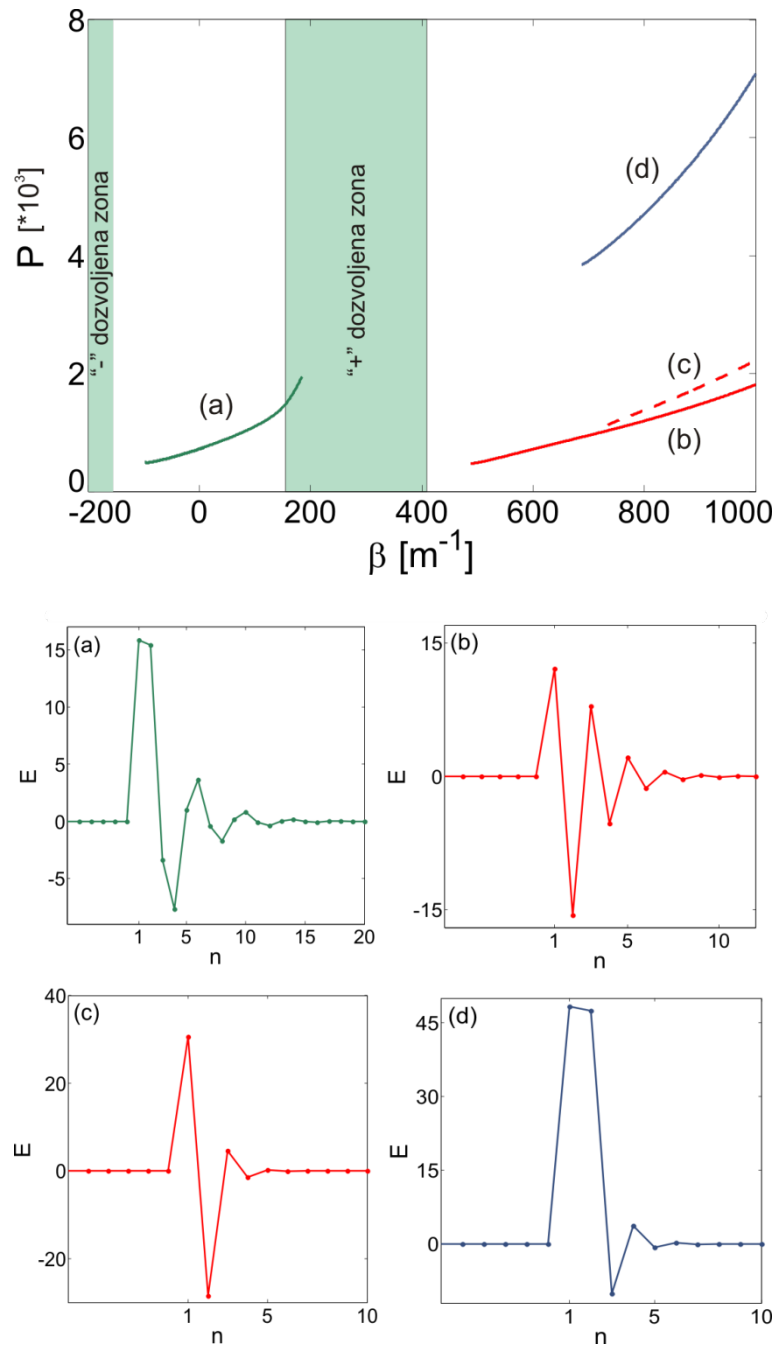
Prisustvo površine rešetke utiče na povećanje minimalnih snaga potrebnih za formiranje solitona u mini procepu i procepu. Štaviše, u slučaju površinskih MP solitona opseg učestanosti u kome je formiranje solitona moguće je pomeren dublje unutar mini procepa (zeleno na slici). Ista situacija nastaje i za opsege u kojima postoje asimetrični (crvena puna i isprekidana linija) i TW solitoni (plava linija).



Slika 5.11: (Pogled iz ptičje perspektive) Prostriranje simetričnih solitona za: (a) $\beta = -50 \text{ m}^{-1}$ i (b) $\beta = 100 \text{ m}^{-1}$; Prostriranje antisimetričnih solitona za: (c) $\beta = 550 \text{ m}^{-1}$ i (d) $\beta = 800 \text{ m}^{-1}$; Prostriranje TW solitona za: (e) $\beta = 700 \text{ m}^{-1}$ i (f) $\beta = 900 \text{ m}^{-1}$.

U slučaju asimetričnih rešenja, numerički proračuni su pokazali postojanje dva tipa ovakvih rešenja koja su na [Slici 5.12](#) označena s (b) i (c). Pri nižim snagama i za veći opseg parametara β ostvaren je uslov za postojanje površinskih asimetričnih solitona (puna crvena kriva) čiji su maksimumi centrirani na drugom elementu rešetke. Druga familija rešenja (isprekidana crvena linija) postoji u nešto užem opsegu parametara β i za veće snage, pri čemu su maksimumi njihovih obvojnica centrirani na prvom elementu rešetke.

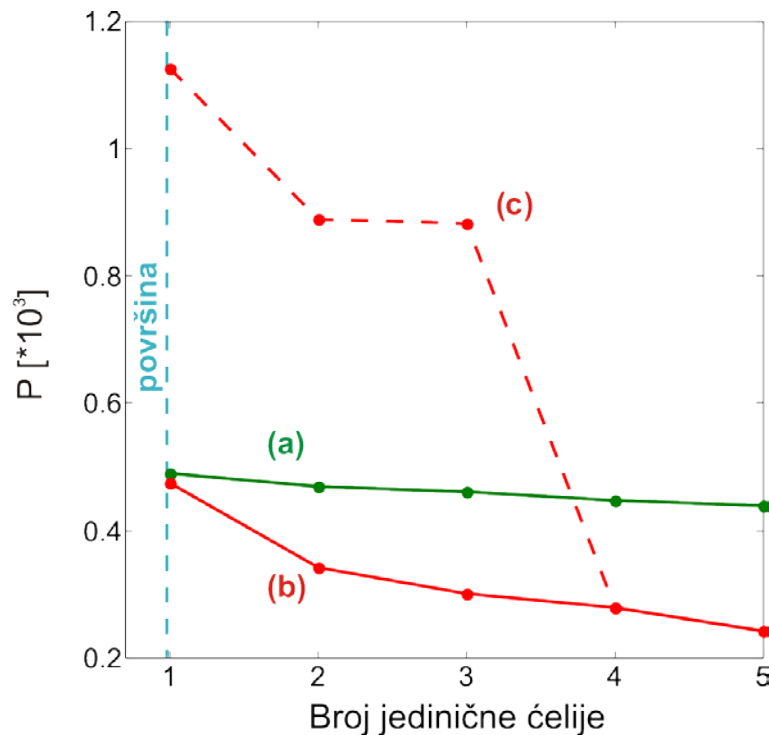
Prema linearnoj analizi stabilnosti, u opsegu $\beta < 0$ površinski MP solitoni ispoljavaju nestabilnost, dok su za pozitivne vrednosti konstante prostriranja ovi solitoni oscilatorno nestabilni. Ipak, direktne simulacije prostriranja površinskih MP solitona pokazuju da su rešenja koja su bliže dozvoljenim zonama nestabilna, dok su rešenja koja su dublje u mini procepu stabilna. U slučaju površinskih asimetričnih solitona centriranih na drugom elementu ćelije linearna analiza stabilnosti pokazuje stabilnost na celom opsegu postojanja, dok solitonska rešenja koja pripadaju krivoj (c) ispoljavaju oscilatornu nestabilnost, što je u skladu i s direktnim simulacijama dobijenim iz 1D DNŠJ. Poslednji tip rešenja, površinski TW solitoni, za niže snage pokazuju oscilatornu nestabilnost, dok s povećavanjem snage ovi solitoni postaju stabilni, što potvrđuju i direktne simulacije 1D DNŠJ.



Slika 5.12: Snaga P (u proizvoljnim jedinicama) u funkciji konstante prostiranja β za slučaj površinskih (a) MP solitona, (b) i (c) asimetričnih solitona i (d) TW solitona. Maksimumi asimetričnih rešenja koji odgovaraju krivoj (b) centrirani su na drugom elementu u ćeliji, dok je u slučaju rešenja koje odgovaraju krivoj (c) soliton centriran na prvom elementu, tik uz površinu rešetke.

Zavisnost minimalne snage potrebne za formiranje površinskog solitona od rednog broja ćelije na kojoj je soliton centriran, data je na [Slici 5.13](#). Da bi se soliton formirao na samoj površini potrebno je ubaciti veću snagu u sistem, što je i logično s obzirom na postojanje odbojnog potencijala površine rešetke.

Udaljavanjem od površine ka unutrašnjosti binarne rešetke, minimalna snaga potrebna za formiranje solitona opada. Najveće vrednosti pragova snaga se dobijaju u slučaju lokalizacije polja na samoj površini, pri čemu su snage potrebne za lokalizaciju MP i asimetričnih solitona tipa (b) približno iste.



Slika 5.13: Zavisnost minimalne snage (u proizvoljnim jedinicama) potrebne za formiranje površinskih solitona od rednog broja ćelije u kojoj je soliton centriran: (a) površinski MP solitoni, (b) i (c) površinski asimetrični solitoni koji odgovaraju familijama rešenja krivih (b) i (c) sa Slike 5.9.

Primetno veće snage potrebne su za formiranje površinskih asimetričnih solitona tipa (c), tj. rešenja čiji su maksimumi centrirani na prvom elementu u ćeliji. S udaljavanjem od površine rešetke, pragovi snaga potrebnih za formiranje (b) i (c) tipova asimetričnih solitona se približavaju, nakon čega se, od četvrte ćelije ove snage u potpunosti poklapaju. U ovom slučaju soliton praktično ne oseća uticaj površine rešetke. Rešenja tipa (b) i (c) prelaze u "novi" tip rešenja čiji je moduo polja simetričan, a ovo upravo odgovara profilu antisimetričnih solitona lokalizovanih unutar rešetke. Drugim rečima, udaljavanje od površine binarne rešetke ka njenoj unutrašnjosti ima za posledicu kontinualan prelaz iz dva tipa površinskih asimetričnih solitona u osnovni tip antisimetričnog rešenja koji egzistira u unutrašnjosti sistema. Uticaj površine na pragove snaga potrebnih za formiranje površinskih TW solitona centriranih u svakoj od prvih 5 ćelija rešetke, prati isti trend kao i u slučaju rešenja prikazanih na Slici 5.13.

Interakcije solitona u binarnim rešetkama

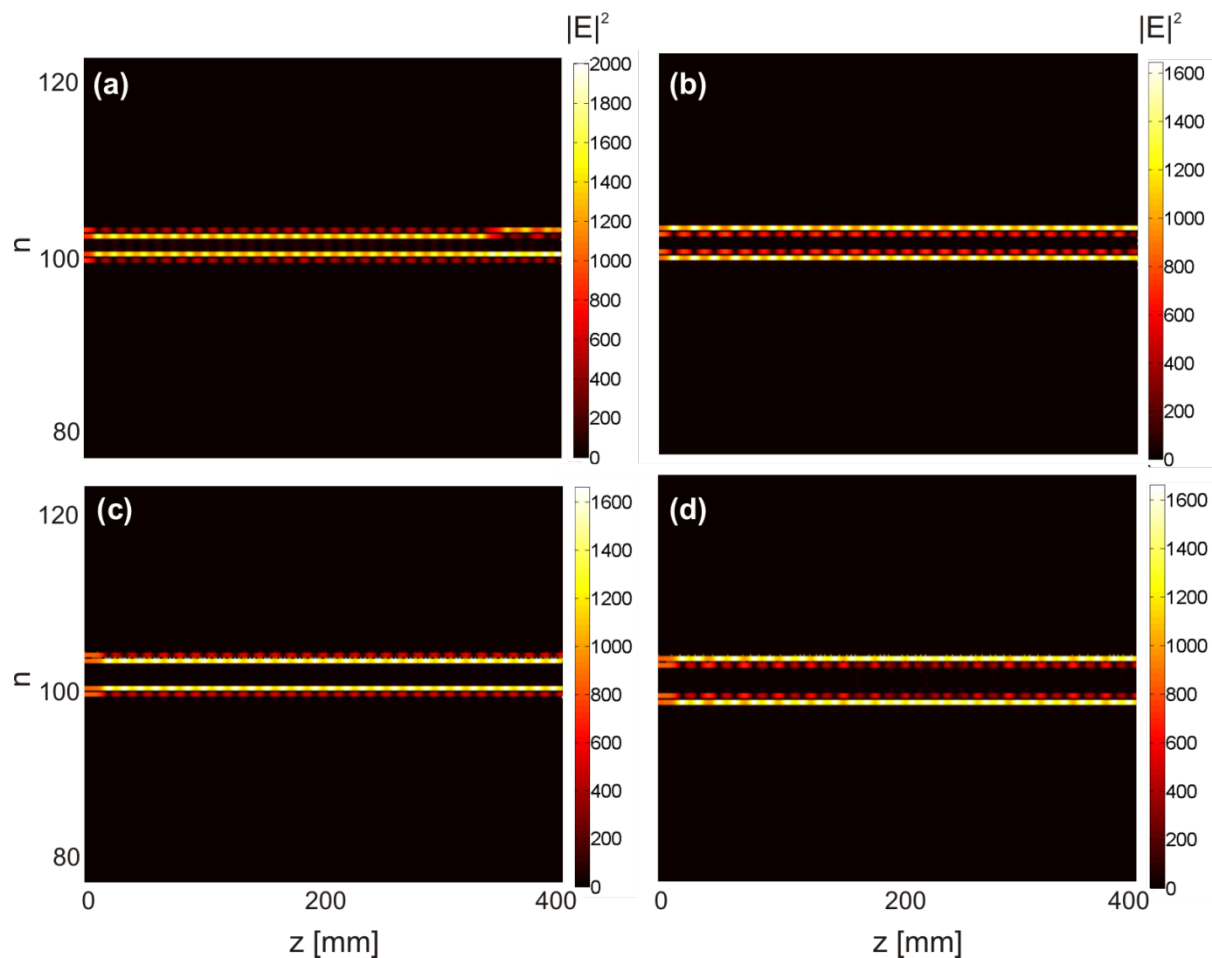
Nakon određivanja stacionarnih solitonskih rešenja koja se dobijaju rešavanjem stacionarne 1D DNŠJ za slučaj binarne rešetke, numerički su ispitivane paralelne interakcije solitona koji postoje u pomenutom sistemu. Ubacivanjem stacionarnih rešenja u dinamičku jednačinu posmatrane su interakcije između solitona u slučaju kada su solitoni u fazi i kada su van faze. U sprovedenoj analizi posmatrane su samo interakcije između solitona koji pripadaju istom tipu rešenja, tj. interakcije između dva simetrična moda, dva antisimetrična i dva TW moda. Interakcije između solitona različitog tipa nisu razmatrane u ovoj tezi, jer bi kompletna analiza u ovom slučaju obuhvatala veliki broj mogućih kombinacija solitona koji interaguju. Pored paralelnih interakcija, fenomen odbijanja i privlačenja solitona uočen je i u slučaju interakcija pod uglom.

Posmatrana binarna rešetka se sastoji od 200 elemenata, pri čemu je uzeto da je jedan od solitona centriran između $n = 99$ -og i $n = 100$ -og elementa (*inter-site* soliton), dok je pozicija drugog varirana od primera do primera.

a) Paralelne interakcije solitona

Da bi došlo do interakcije između dva paralelna solitona potrebno je da udaljenost između njih obezbeđuje preklapanje repova kako bi ove lokalizovane strukture „osećale“ jedna drugu. Za solitone koji postoje u binarnoj rešetki ispitivane su interakcije koje su posledica preklapanja njihovih repova u slučajevima kada su centri solitona međusobno udaljeni za jednu, odnosno dve ćelije. U zavisnosti od toga da li su repovi solitona u fazi ili u kontrafazi interakcije će biti privlačnog, odnosno odbojnog karaktera, što će u pojedinim slučajevima dovesti do pojave novih solitonskih struktura.

Na Slici 5.14 dat je prikaz numeričkih rezultata u slučaju interakcije dva antisimetrična solitona istih konstanti prostiranja $\beta = 900 \text{ m}^{-1}$.



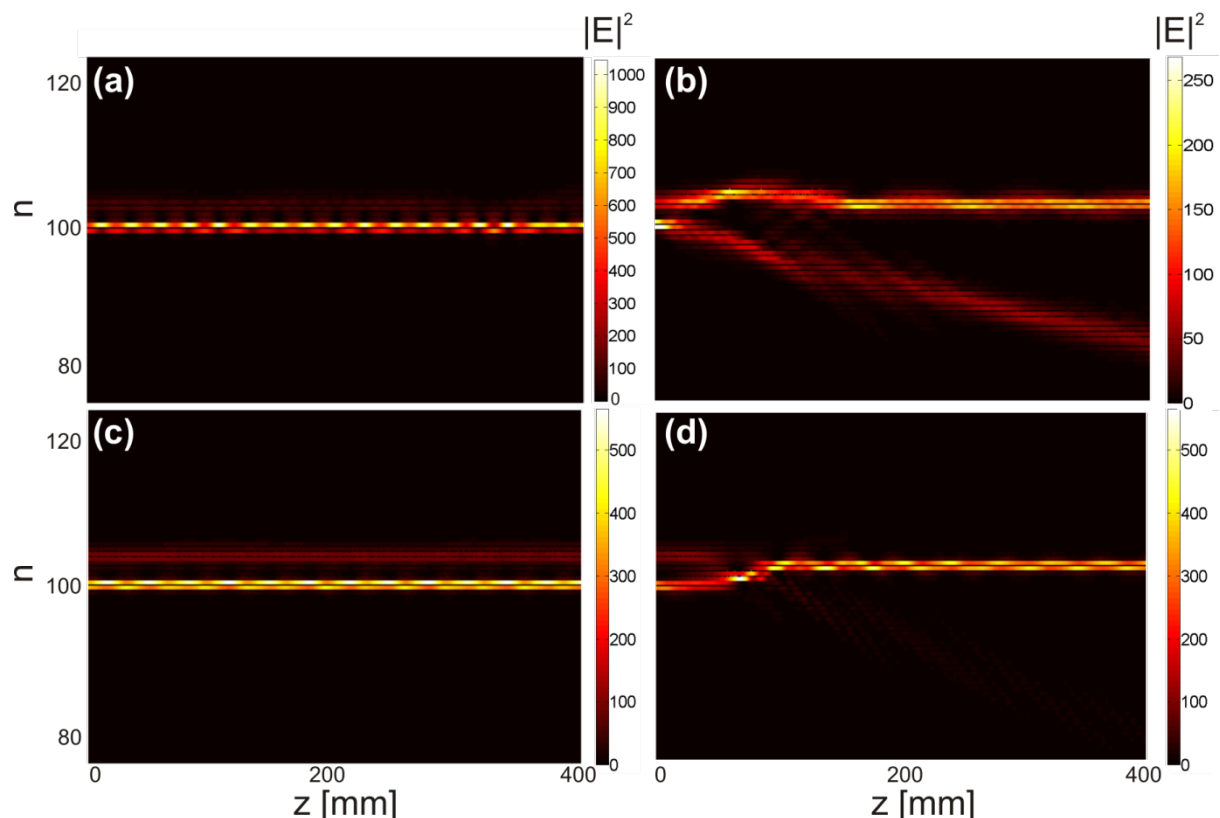
Slika 5.14: (Pogled iz ptičje perspektive) Interakcija dva antisimetrična solitona kada su centri solitona udaljeni za: (a) i (b) jednu ćeliju i (c) i (d) dve ćelije. Interakcije predstavljene pod (a) i (c) odgovaraju slučaju kada su obvojnice interagujućih solitona u fazi, dok je pod (b) i (d) predstavljen slučaj interakcije dva solitona čije su obvojnice van faze. Konstanta prostiranja oba solitona iznosi $\beta = 900 \text{ m}^{-1}$.

Kada su solitoni u fazi dolazi do povećanja intenziteta polja u elementima rešetke u kojima se repovi solitona preklapaju, usled čega će se maksimumi obvojnice svakog od solitona pomeriti

jedan ka drugom, odnosno doći će do privlačenja solitona i prelaska energije svakog od solitona u onaj element centralne ćelije koji je bliži drugom solitonu (Slika 5.14(a) i 5.14(c)). Obrnuta situacija nastaje kada su solitoni koji međusobno interaguju u kontrafazi. Kako je sada intenzitet polja u elementima rešetke u kojima se repovi solitona poklapaju smanjen, veći deo energije prelazi u element centralne ćelije koji je dalje od drugog solitona. Ova pojava za posledicu ima pomeranje maksimuma obvojnica solitona jedan od drugog (Slika 5.14(b) i 5.14(d)). Kao što se može primetiti sve interakcije daju uske briderske strukture koje se prostiru duž rešetke ne menjajući svoj pravac prostiranja pri čemu je svaka od obvojnica centrirana na jednom od elemenata centralnih ćelija. Oдавde se vidi da je interakcijom dva *inter-site* solitona moguće dobiti *on-site* solitone.

Rastojanje između centara solitona takođe utiče na proces interakcije. U slučaju kada su centri solitona udaljeni jedan od drugog za jednu ćeliju (Slika 5.14(a) i 5.14(b)), usled većeg preklapanja između solitona oscilacije u disanju briderskih struktura su manje, nego što je to slučaj kod interakcija kada su centri solitona udaljeni za dve ćelije (Slika 5.14(c) i 5.14(d)). Takođe, udaljeniji solitoni kasnije počinju da interaguju u odnosu na solitone između kojih je rastojanje jedna ćelija. Ovakve vrste interakcija karakteristične su za antisimetrične solitone s velikom snagom.

Kako se snaga solitona smanjuje, tako solitoni postaju sve širi, pa je i interakcija među njima usled većeg preklapanja repova intenzivnija. Perturbacija koju oseća svaki od solitona postaje sve veća, pa u pojedinim slučajevima može doći i do izlaska solitona iz elemenata u kojima je bio zarobljen, nakon čega sledi slobodno kretanje lokalizovanog moda kroz rešetku. U ovim situacijama, dobivši dodatnu energiju posmatrani solitoni uspevaju da prevaziđu PN potencijal zbog kojeg su bili zarobljeni u određenim elementima rešetke.



Slika 5.15: (Pogled iz ptičje perspektive) Interakcija dva antisimetrična solitona kada su centri solitona udaljeni za: (a) i (b) jednu ćeliju i (c) i (d) dve ćelije. Interakcije predstavljene pod (a) i (c) odgovaraju slučaju kada su obvojnice interagujućih solitona u fazi, dok je pod (b) i (d) predstavljen slučaj interakcije dva solitona čije su obvojnice van faze. Konstante prostiranja donjeg i gornjeg solitona iznose $\beta_1 = 600 \text{ m}^{-1}$ i $\beta_2 = 450 \text{ m}^{-1}$, respektivno.

Tokom interakcija antisimetričnih solitona srednjih snaga ($500 \text{ m}^{-1} < \beta < 700 \text{ m}^{-1}$), simulacije pokazuju da se u najvećem broju slučajeva solitoni izvesno vreme slobodno kreću kroz rešetku oslobađajući pritom deo energije. U trenutku kada formiraju lokalizovani mod čija je energija manja od PN barijere, formira se brider koji se ponovo zaključava unutar par elemenata rešetke i nastavlja da putuje pravolinijski.

Na Slikama 5.15 (a)-(d) prikazane su interakcije dva solitona različitih konstanti prostiranja $\beta_1 = 600 \text{ m}^{-1}$ (donji soliton u rešetki) i $\beta_2 = 450 \text{ m}^{-1}$ (gornji soliton u rešetki). U slučaju kada su solitoni u fazi (Slika 5.15(a) i (c)), soliton manje snage (gornji soliton u rešetki) dobija dovoljno energije kako bi prevazišao PN barijeru i počinje da se kreće od prvog solitona ka gornjem kraju rešetke, nakon čega se usled Bragove refleksije ponovo vraća ka prvom solitonu napravivši jednu oscilaciju. Ovaj proces se potom ponavlja. S druge strane, soliton veće snage i dalje ostaje zarobljen u rešetki menjajući svoje ponašanje u bridersko. Takođe se može primetiti da su oscilacije gornjeg solitona veće kada se solitoni nalaze na većem rastojanju jedan od drugog, kao i da nastali brider ispoljava manje oscilacije u amplitudi.

Kada su interagujući solitoni u kontrafazi situacija se menja. Ukoliko rastojanje između centara solitona iznosi jednu ćeliju (Slika 5.15(b)), nakon razmene energije dolazi do formiranja dva antisimetrična lokalizovana moda koji se međusobno odbijaju. Gornji mod se tokom prostiranja bragovski reflektuje o elemente rešetke i ostaje zarobljen pretvarajući se u brider čiji maksimum obvojnice "diše" između 103-eg i 104-og elementa rešetke. Obvojnica ovog bridera "diše" između dva *on-site* moda, prolazeći svaki put kroz *inter-site* stanje. S druge strane, donji *inter-site* mod nastavlja da se slobodno kreće kroz rešetku stalno se izmenjujući s *on-site* modom približno iste snage.

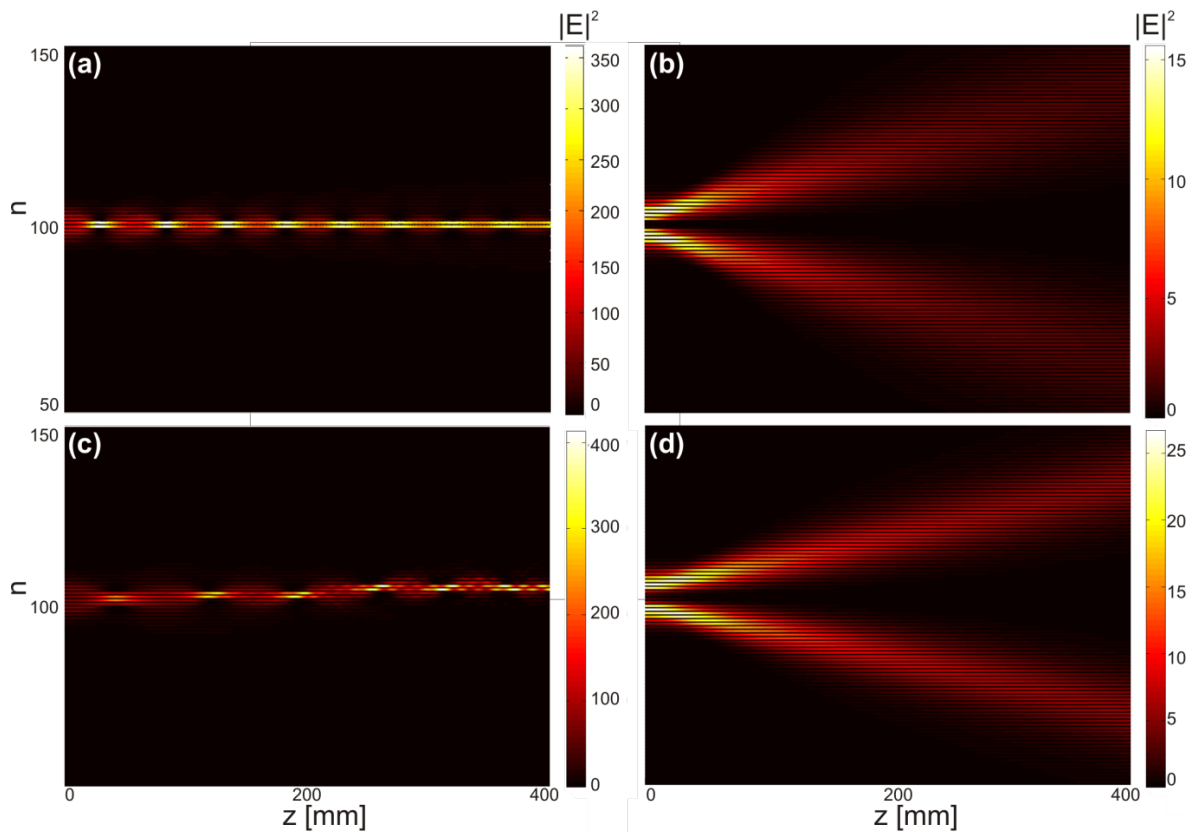
Udaljavanjem solitona za još jednu ćeliju ostvaruju se uslovi za fuziju oba solitona u jedan antisimetričan brider koji putuje zarobljen i čiji maksimum obvojnice "diše" između 103-eg i 104-og elementa rešetke (Slika 5.15(d)).

U slučaju interakcije širokih antisimetričnih solitona malih snaga, pokazuje se da interakcije solitona koji su u fazi uzrokuju fuziju solitona u jedan antisimetričan brider, pri čemu se zarobljavanje bridera unutar rešetke ranije dešava ukoliko su solitoni udaljeni za jednu ćeliju (Slika 5.16(a)). Kada rastojanje između solitona iznosi dve ćelije, novoformirani mod se u početku na kratko zarobljava i diše između 103-eg i 104-og elementa rešetke, nakon čega se deo energije izrači i formirana struktura prelazi u stabilniji brider čiji centar obvojnice "diše" između 105-og i 106-og elementa (Slika 5.16(c)).

Ukoliko su solitoni koji interaguju u kontrafazi, dolazi do odbijanja i velikog rasipanja energije kroz rešetku, usled čega je onemogućeno formiranje lokalizovanih modova u rešetki. U ovom slučaju dolazi do pojave diskretne difrakcije (Slike 5.16(b) i (d)).

Za razliku od interakcija antisimetričnih solitona, kod interakcija simetričnih solitona dolazi do značajnijeg oslobađanja energije pre nego što se obezbede uslovi za lokalizaciju polja i njegovo zarobljavanje u određene elemente rešetke. Simulacije pokazuju da u slučaju interakcija simetričnih solitona čije konstante prostiranja imaju negativnu vrednost i čiji su centri obvojnica udaljeni za jednu ćeliju postoji izvesno pravilo. Nakon interakcija solitona koji su u fazi formiraće se brider, dok će solitoni čiji su repovi van faze obrazovati modove koji će se odbijati.

Na Slici 5.17 prikazani su numerički rezultati interakcije dva simetrična solitona konstante prostiranja $\beta = -80 \text{ m}^{-1}$. Kada su solitoni u fazi i kada su maksimumi njihovih obvojnica udaljeni za jednu ćeliju, doći će do fuzije solitona, nakon čega će se uz oslobađanje izvesne energije formirati simetričan brider čiji će maksimum amplitude "disati" između elemenata ćelije koja razdvaja maksimume ulaznih solitona (Slika 5.17(a)).



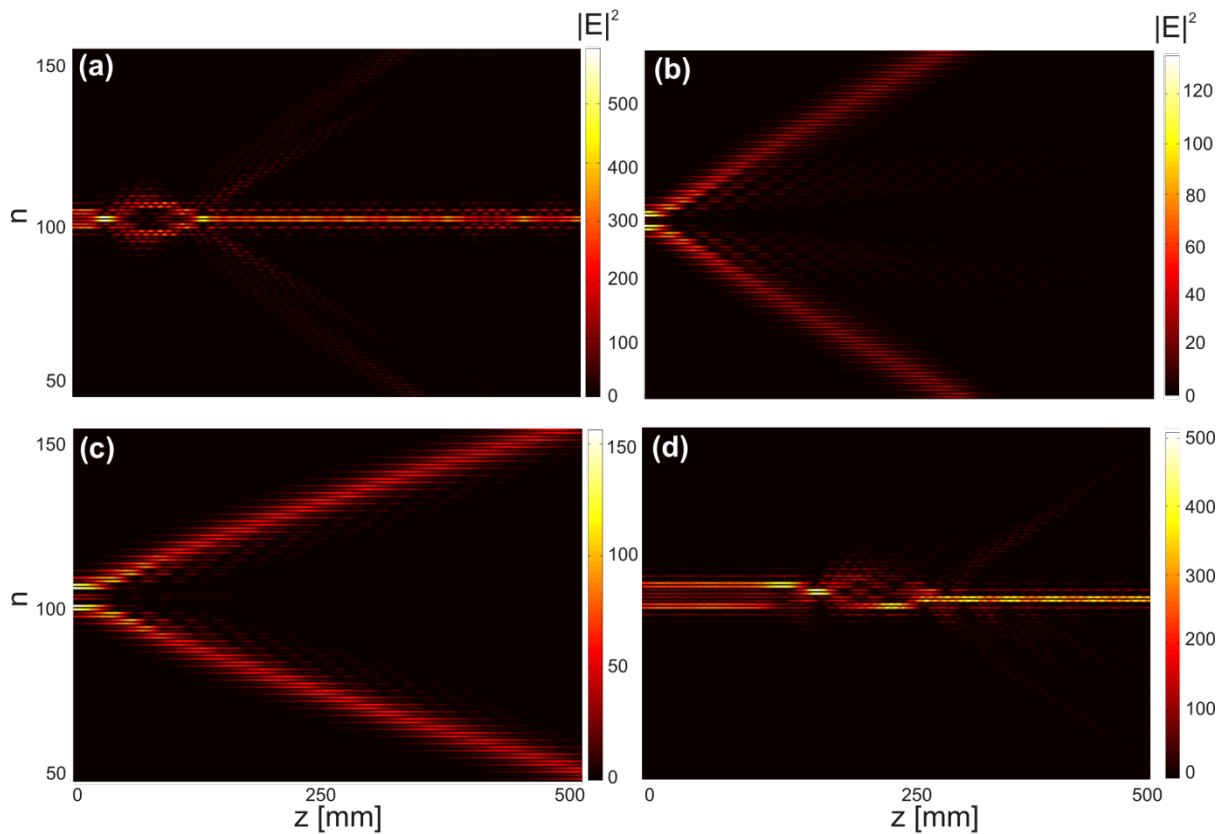
Slika 5.16: (Pogled iz ptičje perspektive) Interakcija dva antisimetrična solitona kada su centri solitona udaljeni za: (a) i (b) jednu ćeliju i (c) i (d) dve ćelije. Interakcije predstavljene pod (a) i (c) odgovaraju slučaju kada su obvojnice interagujućih solitona u fazi, dok je pod (b) i (d) predstavljen slučaj interakcije dva solitona čije su obvojnice van faze. Konstanta prostiranja oba solitona iznosi $\beta = 430 \text{ m}^{-1}$.

Ukoliko su interagujući solitoni u kontrafazi, nakon transfera energije doći će do formiranja dva simetrična solitona koja se međusobno odbijaju i slobodno kreću kroz rešetku kao što je prikazano na [Slici 5.17\(b\)](#).

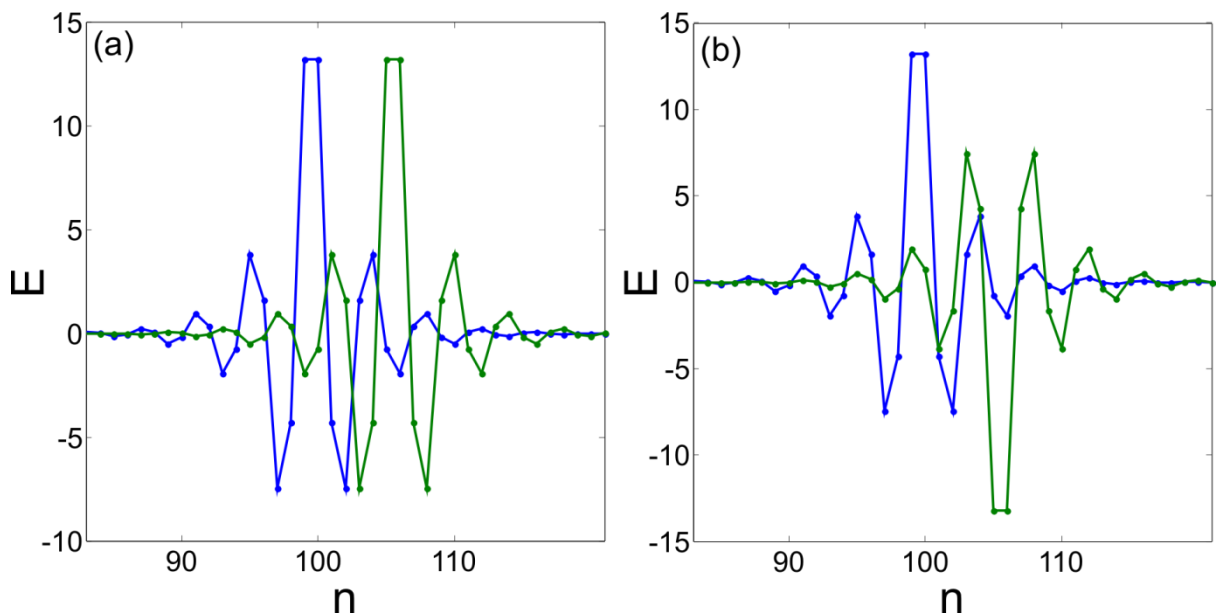
Slična situacija nastaje i kada interaguju dva solitona koji su u fazi, a čiji su centri obvojnica udaljeni za dve ćelije ([Slika 5.17\(c\)](#)). Odbijanje između formiranih simetričnih modova jeste posledica repova koji se preklapaju, a koji su u kontrafazi, kao što je prikazano na [Slici 5.18\(a\)](#). Zbog veće udaljenosti među solitonima slabiji je i međusobni uticaj, pa solitoni nastali kao posledica interakcije putuju pod manjim uglom u odnosu na z -pravac u poređenju sa solitonima prikazanim na [Slici 5.17\(b\)](#).

Profili obvojnica simetričnih solitona koji su u kontrafazi i čiji su maksimumi udaljeni za dve ćelije prikazani su na [Slici 5.18\(b\)](#). Kao što se može primetiti, preklapajući repovi solitona su sada u fazi što tokom interakcije dovodi do fuzije solitona i formiranja simetričnog bridera uz oslobađanje određene količine energije ([Slika 5.17\(d\)](#)).

Simetrični solitoni većih snaga (veće β) ispoljavaju slične osobine. Na [Slici 5.19](#) prikazane su interakcije solitona za konstante prostiranja $\beta = -20 \text{ m}^{-1}$. U slučajevima kada su repovi solitona u fazi ([Slike 5.19\(a\) i \(d\)](#)) dolazi do formiranja bridera, slično kao i u prethodnom slučaju.



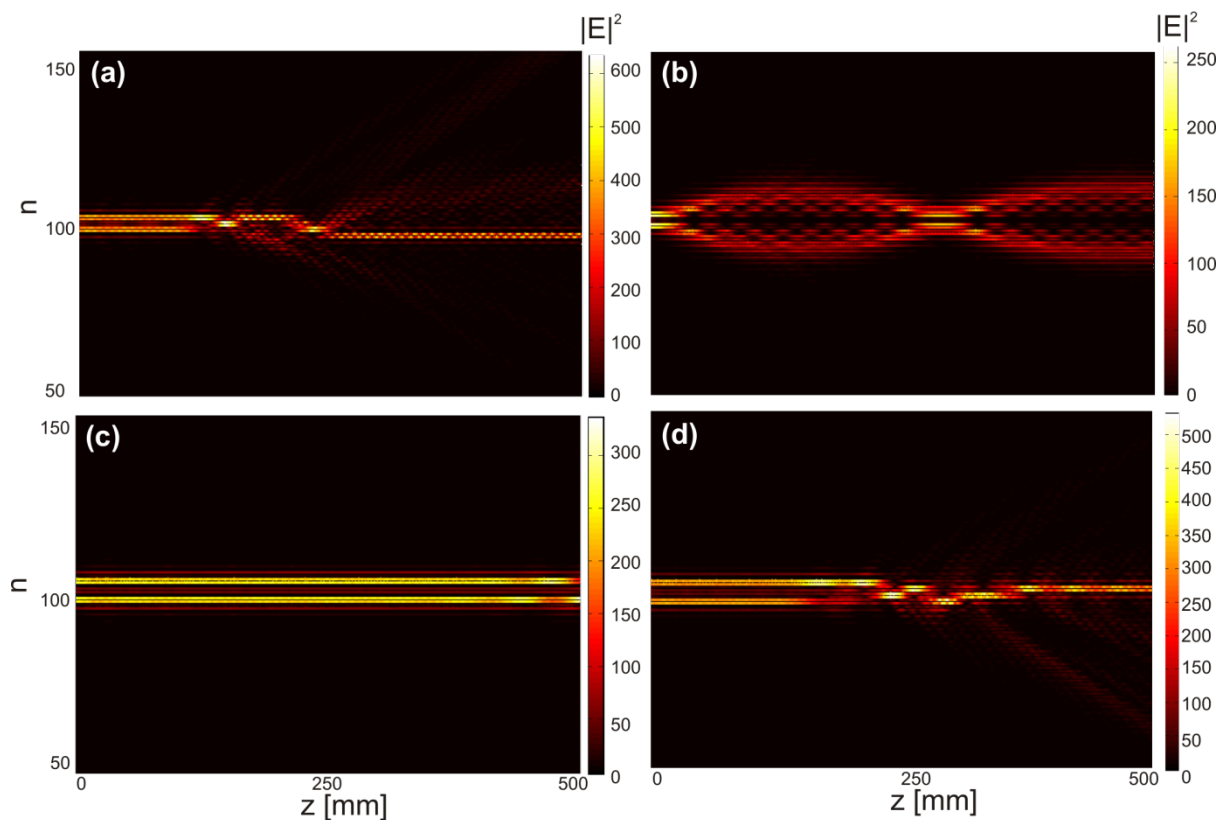
Slika 5.17: (Pogled iz ptičje perspektive) Interakcija dva simetrična solitona kada su centri solitona udaljeni za: (a) i (b) jednu ćeliju i (c) i (d) dve ćelije. Interakcije predstavljene pod (a) i (c) odgovaraju slučaju kada su obvojnice interagujućih solitona u fazi, dok je pod (b) i (d) predstavljen slučaj interakcije dva solitona čije su obvojnice van faze. Konstanta prostiranja oba solitona iznosi $\beta = -80 \text{ m}^{-1}$.



Slika 5.18: Profili simetričnih solitona kada rastojanje između centara solitona iznosi dve ćelije u slučaju kada su obvojnice solitona: (a) u fazi i (b) van faze. Konstanta prostiranja oba solitona iznosi $\beta = -80 \text{ m}^{-1}$.

Kada su repovi interagujućih solitona u kontrafazi i kada je rastojanje između maksimuma obvojnica jedna ćelija, kao i u prethodnom slučaju dolazi do odbijanja lokalizovanih modova. Međutim, sada ovi modovi imaju dovoljno energije da putuju slobodno nekoliko ćelija nakon

čega menjaju smer usled Bragove refleksije. Nakon izvršene jedne oscilacije, proces se ponavlja. Simulacije su pokazale da ovaj tip interakcija postoji i kod solitona s većim snagama, pri čemu se period oscilacija smanjuje.

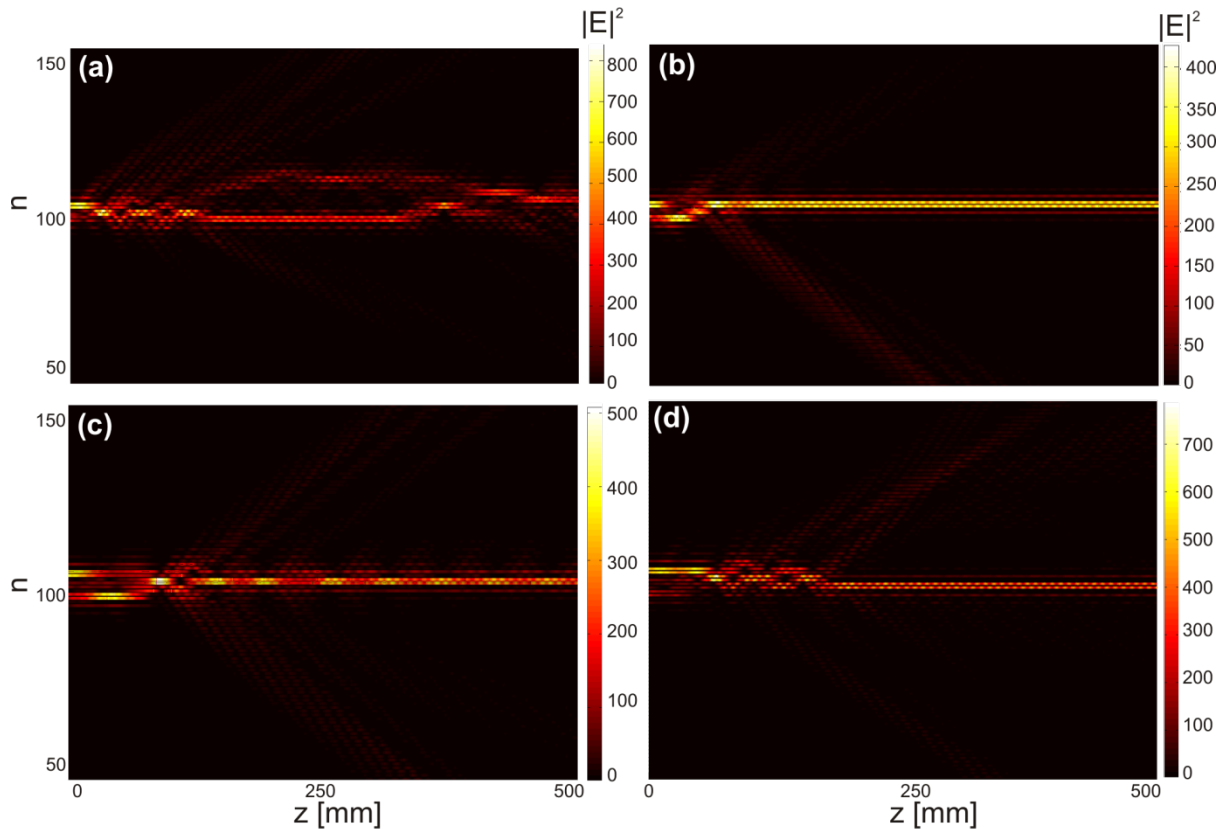


Slika 5.19: (Pogled iz ptičje perspektive) Interakcija dva simetrična solitona kada su centri solitona udaljeni za: (a) i (b) jednu ćeliju i (c) i (d) dve ćelije. Interakcije predstavljene pod (a) i (c) odgovaraju slučaju kada su obvojnice interagujućih solitona u fazi, dok je pod (b) i (d) predstavljen slučaj interakcije dva solitona čije su obvojnice van faze. Konstante prostiranja oba solitona iznose $\beta = -20 \text{ m}^{-1}$.

Kada su solitoni udaljeni za dve ćelije, a njihovi repovi su u kontrafazi, formirana lokalizovana struktura dugo ostaje stabilna (Slika 5.19(c)). Simulacije puštane za dužine veće od $z=500 \text{ mm}$, pokazuju da ovakav mod nije održiv i da teži da pređe u uzak brider.

S druge strane, interakcije simetričnih solitona čija konstanta prostiranja ima pozitivne vrednosti, uvek rezultiraju formiranjem bridera. Slično ponašanje pokazuju i interakcije dva simetrična solitona kod kojih jedan ima konstantu prostiranja iz opsega negativnih vrednosti β , a drugi iz opsega u kom je β pozitivno. Numerički rezultati dobijeni interakcijom ovakva dva solitona prikazani su na Slici 5.20. Kao što se može primetiti, pri svim interakcijama dolazi do formiranja bridera, sem kada su solitoni u fazi i kada rastojanje između maksimuma njihovih obvojnica iznosi jednu ćeliju. Usled konstantnog otpuštanja energije polje se zarobljava unutar par ćelija u formi bridera, nakon čega lokalizovana struktura savlađuje PN barijeru i počinje proizvoljno da se kreće kroz rešetku.

U slučaju interakcija TW modova, simulacije su pokazale da ukoliko su interagujući solitoni van faze dolazi do raspadanja struktura, dok se pri interakcijama modova čije su obvojnice u fazi, solitoni skoro i ne osećaju.



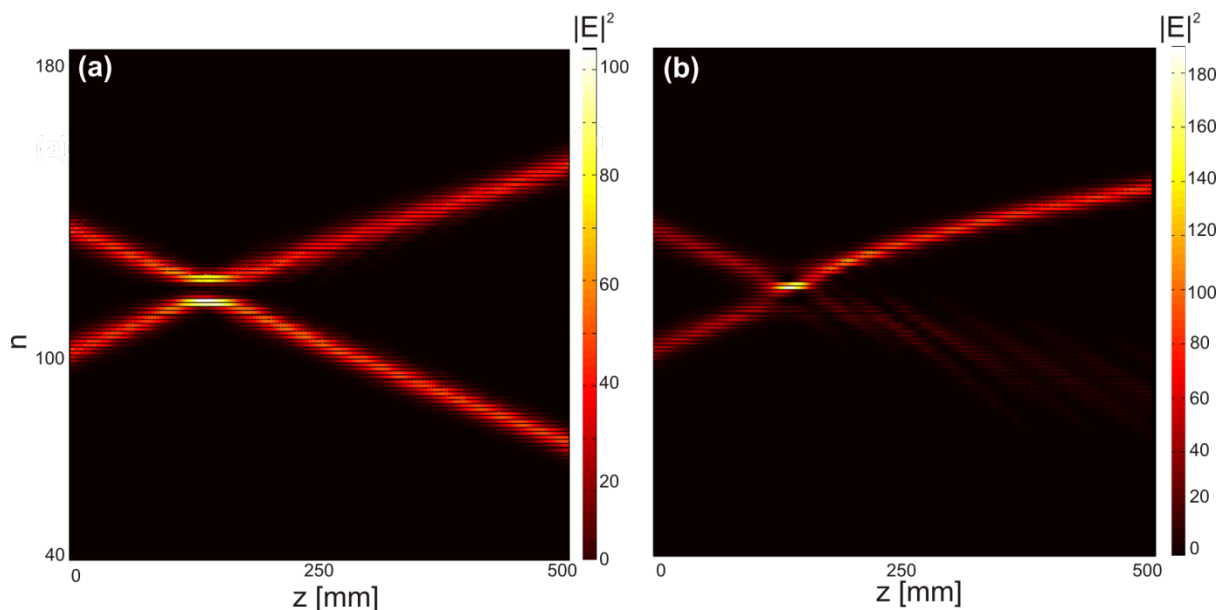
Slika 5.20: (Pogled iz ptičje perspektive) Interakcija dva simetrična solitona kada su centri solitona udaljeni za: (a) i (b) jednu ćeliju i (c) i (d) dve ćelije. Interakcije predstavljene pod (a) i (c) odgovaraju slučaju kada su obvojnice interagujućih solitona u fazi, dok je pod (b) i (d) predstavljen slučaj interakcije dva solitona čije su obvojnice van faze. Konstante prostiranja donjeg i gornjeg solitona iznose $\beta_1 = -80 \text{ m}^{-1}$ i $\beta_2 = 80 \text{ m}^{-1}$, respektivno.

b) Interakcije solitona pod uglom

Kretanje solitona kroz rešetku pod nekim uglom moguće je i ukoliko se na soliton primeni odgovarajući momenat u transverzalnom pravcu. Matematički gledano ovo se postiže množenjem stacionarnog rešenja 1D DNŠJ članom $e^{\pm i v n}$, gde v predstavlja faznu razliku između amplituda polja u susednim elementima rešetke. Za odgovarajuće vrednosti parametra v posmatrani soliton dobija momenat usled kog se mogu ostvariti uslovi za savlađivanje PN barijere i slobodno kretanje solitona kroz rešetku. Pogodnim izborom parametara, interesantan efekat odbijanja i spajanja solitona uočen kod paralelnih interakcija postoji i kod interakcija pod uglom.

Na [Slici 5.21](#) prikazane su interakcije antisimetričnih solitona čija je konstanta prostiranja jednaka $\beta = 430 \text{ m}^{-1}$. Centri solitona su udaljeni za 15 ćelija. Da bi se solitoni pokrenuli jedan ka drugom jačina momenta primenjena na svaki od solitona iznosi $v = \pi/10$ za prvi soliton u rešetki, odnosno $v = -\pi/10$ za drugi soliton u rešetki. Pomenuti efekat odbijanja solitona može se primetiti u slučaju interakcije dva antisimetrična solitona čije su obvojnice u fazi, kao što je prikazano na [Slici 5.21\(a\)](#). Zbog primenjenog transverznog momenta, solitoni savlađuju PN barijeru i počinju da se kreću jedan ka drugom. U trenutku susreta, repovi solitona počinju da se odbijaju, menjajući pravac kretanja solitona.

S druge strane, interakcije solitona čije su obvojnice u kontrafazi dovešće do značajnog prelaska energije između solitona dovodeći do narušavanja jednog od solitona i stvaranja drugog antisimetričnog solitona veće snage.



Slika 5.21: (Pogled iz ptičje perspektive) Interakcija dva antisimetrična solitona kada je na solitone primenjen transversalni momenat $\nu = \pi/10$ na prvi, odnosno $\nu = -\pi/10$ na drugi soliton u rešetki, u slučaju kada su obvojnice solitona: (a) u fazi i (b) van faze. Centri solitona su međusobno udaljeni za 15 ćelija. Konstante prostiranja oba solitona iznose $\beta = 430 \text{ m}^{-1}$.

Interakcije ostalih vrsta solitona pri pogodnom izboru parametra ν i rastojanja između njih, uglavnom dovode do njihove fuzije, usled čega dolazi do formiranja bridera koji zarobljen putuje kroz rešetku.

6 Zaključak

Temeljno izučavanje i razumevanje osobina materijala predstavlja koren mnogih značajnih ostvarenja današnje tehnologije. Nепrestana potreba za što efikasnijim sistemima za prenos i upravljanje informacijama uslovlila je revoluciju u pogledu izučavanja električnih svojstava materijala, a samim tim i napredak u oblasti fizike poluprovodnika. Poslednjih decenija, u žiži istraživačkih interesovanja nalaze se optička svojstva materijala. Cilj istraživanja predstavljenih u ovoj tezi bio je detaljnije upoznavanje s uticajima različitih tipova fotonskih diskretnih sistema na prostiranje svetlosti.

Konkretno, u tezi su analitički, numerički i eksperimentalno ispitivane osobine linearnog i nelinearnog prostiranja svetlosti kroz različite tipove 1D rešetki talasovoda koje ispoljavaju zasićujuću nelinearnost defokusirajućeg tipa. Ovakav nelinearni odziv karakterističan je za LiNbO_3 , materijal u kome su proizvedene rešetke talasovoda analizirane u eksperimentu. Pri malim upadnim snagama svetlosti, tj. u linearnom režimu, zbog periodičnosti rešetki talasovoda, optičko polje tuneluje kroz sistem udaljavajući se od centralnog, pobuđenog talasovoda i svetlost ostaje skoncentrisana duž bokova. Ova pojava, poznata pod nazivom diskretna difrakcija, jedna je od osnovnih karakteristika prostiranja svetlosti kroz diskretne sisteme. Povećavanjem intenziteta upadne svetlosti dolazi do jake nelinearne interakcije između snopa i materijala kroz koji se prostire, što dovodi do poništavanja nelinearnih i difrakcionih efekata. Rezultat ove pojave jeste stvaranje samozarobljenog svetlosnog snopa, optičkog solitona, koji se kroz materijal prostire bez širenja.

Matematički gledano, pomenuti efekti se mogu opisati rešavanjem sistema spregnutih diferencijalno-diferencnih 1D DNSJ. U zavisnosti od tipa rešetke talasovoda, tj. sprezanja između susednih elemenata diskretnog sistema, dobijene su različite vrste stacionarnih rešenja čije su osobine analizirane.

Analitički, numerički i eksperimentalni rezultati su pokazali da u slučaju homogenih rešetki koje u sebi sadrže defekat, lokalna promena konstante sprezanja između dva elementa rešetke na mestu defekta (C_d), kao i njen odnos s konstantom sprezanja između ostalih elemenata rešetke (C), utiče na pojavu lokalizacije polja u linearnom režimu, što nije slučaj u homogenim sistemima kod kojih se javlja efekat diskretne difrakcije. Sve dok je $C_d > C$ na defektu se pojavljuju dva tipa linearno lokalizovanih modova: *unstaggered* i *staggered*. U nelinearnom režimu, prisustvo defekta utiče na pojavu četiri tipa solitona: simetričnih *unstaggered* (SU), simetričnih *staggered* (SS), asimetričnih *staggered* (AS) i antisimetričnih *staggered* (AnS) solitona. Analitički i numerički rezultati su pokazali da postojanje pomenutih vrsta solitona zavisi od odnosa C_d i C , pri čemu SS solitoni postoje u čitavoj parametarskoj oblasti, dok za postojanje ostalih tipova solitona moraju biti zadovoljeni sledeći uslovi: $C_d > C/\xi$ (SU), $C_d < C/(2\xi)$ (AS) i $C_d < C/\xi$ (AnS). Dobijene krive postojanja pokazale su da u slučaju SU i AnS rešenja prag snage potreban za lokalizaciju polja praktično ne postoji usled postojanja linearno lokalizovanih modova za male upadne snage. S druge strane prag snage potreban za formiranje AS solitona je manji od praga potrebnog za formiranje SS solitona. Takođe, dobijeni rezultati su ukazali na postojanje fenomena narušavanja simetrije AnS solitona s povećanjem snage, usled čega ova rešenja postaju nestabilna, a ostvaruju se uslovi za formiranje stabilnih AS solitona manje snage. Ovo je u skladu i sa spektralnom analizom stabilnosti koja je pokazala stabilnost svih solitona u oblastima u kojima je i VK kriterijum zadovoljen, izuzev u slučaju AnS solitona kod kojih se javlja oblast parametara kada ova rešenja postaju nestabilna.

U slučaju asimetrične rešetke koja u sebi sadrži defekt čija je širina menjana u opsegu od 2 μm do 4.5 μm s korakom od 0.25 μm , rezultati su pokazali da konstanta spreznja na defektu eksponencijalno opada s povećanjem širine defekta. Analitički, numerički i eksperimentalno je utvrđeno da postojanje defekta takođe dovodi do lokalizacije polja u linearnom režimu i formiranja linearno lokalizovanih *unstaggered* i *staggered* modova. Takođe, analiza je pokazala da za manje širine defekata dolazi do jače lokalizacije odgovarajućih modova na defektu. U nelinearnom režimu za svaku širinu defekta u rešetki, pokazano je postojanje samo *staggered* rešenja, dok postojanje *unstaggered* tipa nije potvrđeno ni eksperimentalno, ni numerički. Numerički dobijene krive postojanja solitonskih rešenja su pokazale da se u slučaju malih širina defekata prag snage potreban za formiranje solitona razlikuje u zavisnosti od toga na kom mestu u rešetki se traži solitonsko rešenje. Tako je prag snage potreban za formiranje solitona centriranog na nultom elementu rešetke (levo od defekta) daleko veći u poređenju s pragovima potrebnim za formiranje solitona daleko od defekta, tj. u homogenim delovima rešetke. Rezultati su pokazali da u slučaju solitona centriranih na prvom elementu (desno od defekta) prag snage potreban za lokalizaciju polja ne postoji, s obzirom na to da lokalizovana rešenja čiji su maksimumi obvojnica centrirani na prvom elementu rešetke postoje i u linearnom režimu. Drugim rečima, u ovom slučaju postoji kontinualni prelaz iz linearno lokalizovanih modova u nelinearno lokalizovane modove. Za defekte veće od 2.75 μm rezultati ukazuju na postojanje solitona, bez mogućnosti lokalizacije u linearnom režimu. S povećavanjem širine defekta, smanjuje se minimalna snaga potrebna za formiranje solitona u svakom od elemenata koji su blizu defekta. Za defekte čija je širina veća od 3.75 μm , rezultati pokazuju da se usled slabog spreznja elemenata na defektu, čitava rešetka može posmatrati kao sistem od dve skoro nezavisne polubeskonačne uniformne rešetke. Linearna analiza stabilnosti i VK kriterijum su saglasni u pogledu oblasti u kojima su dobijeni solitoni stabilni, odnosno nestabilni.

Numerički i eksperimentalni rezultati dobijeni analizom binarnih rešetki pokazuju da dodatna periodičnost sistema utiče na otvaranje novog procepa u zonskom spektru rešetke, tzv. mini procepa u kome se u nelinearnom režimu ostvaruju uslovi za formiranje novog tipa simetričnih solitona koji ne postoji kod uniformnih rešetki. Amplituda ovog nelinearnog moda je u fazi unutar svake ćelije, dok se između ćelija njena faza menja za π . Pored ove vrste rešenja rezultati potvrđuju i postojanje antisimetričnih solitona u regularnom procepu čija amplituda ima *staggered* izgled. U ovom slučaju faza amplitude se menja za π od elementa do elementa rešetke. Pored ova dva tipa rešenja, numerički je pokazano postojanje TW modova u procepu. Amplituda ovih rešenja je u fazi unutar centralne ćelije, dok se između svih ostalih elemenata rešetke njena faza menja za π . Takođe, numerički rezultati pokazuju da u mini procepu s povećanjem konstante prostiranja β (u opsegu u kojem je ovaj parametar pozitivan), obvojnica simetričnih modova menja svoj oblik. Porast upadne snage svetlosti (samim tim i parametra β) utiče na postepeno menjanje faze obvojnice moda od krajnjih elemenata ćelije ka centralnim, usled čega dolazi do formiranja novog tipa simetričnih modova kod kojih je polje unutar svake ćelije, sem centralne, u kontrafazi, dok između ćelija obvojnica moda ima istu fazu.

Linearna analiza stabilnosti pokazuje nestabilnost simetričnih solitona na čitavom domenu postojanja. S druge strane, direktne simulacije 1D DNSJ pokazuju bridersko ponašanje dobijenih rešenja, s manjim oscilacijama u amplitudi za rešenja koja su dublje u mini procepu. U slučaju antisimetričnih rešenja, spektralna analiza pokazuje stabilnost ovih rešenja u opsegu $495 \text{ m}^{-1} < \beta < 651 \text{ m}^{-1}$, dok u ostalim oblastima postojanja posmatrana rešenja ispoljavaju oscilatornu nestabilnost, što je u saglasnosti s numeričkim simulacijama. Kod TW solitona, simulacije pokazuju da s povećanjem snage ova rešenja prelaze iz bridera u stabilne modove, što je u saglasnosti s rezultatima dobijenim linearnom analizom stabilnosti.

Analiza lokalizacije polja na površini binarne rešetke pokazala je postojanje površinskih MP, asimetričnih i TW modova. U slučaju asimetričnih rešenja, numerički proračuni pokazuju postojanje dva tipa ovakvih rešenja. Formiranje prvog tipa zahteva niže snage polja i maksimumi obvojnica su centrirani na drugom elementu rešetke. Drugi tip asimetričnih rešenja postoji za veće snage, pri čemu su maksimumi obvojnica centrirani na prvom elementu rešetke. Analiza zavisnosti minimalne snage potrebne za formiranje površinskog solitona od rednog broja ćelije u kojoj je soliton centriran pokazuje veće pragove snaga za rešenja koja su centrirana bliže površini. Pokazano je da se najveće vrednosti pragova snaga dobijaju u slučaju lokalizacije polja na samoj površini, pri čemu su snage potrebne za lokalizaciju MP i asimetričnih solitona centriranih na drugom elementu približno iste. Znatno veće snage su potrebne za površinsku lokalizaciju asimetričnih solitona centriranih na prvom elementu. Udaljavanjem od površine, rezultati pokazuju smanjenje i približavanje pragova snaga potrebnih za formiranje oba tipa asimetričnih solitona, što nakon četvrte ćelije rešetke dovodi do izjednačavanja njihovih vrednosti s vrednošću praga potrebnog za formiranje antisimetričnih rešenja koja postoje daleko od površine. Prema linearnoj analizi stabilnosti, u opsegu $\beta < 0$ površinski MP solitoni ispoljavaju nestabilnost, dok su za pozitivne vrednosti konstante prostiranja ovi solitoni oscilatorno nestabilni. Ipak, direktne simulacije prostiranja površinskih MP solitona pokazuju da su rešenja koja su bliže dozvoljenim zonama nestabilna, dok su rešenja koja su dublje u mini procepu stabilna. U slučaju površinskih asimetričnih solitona centriranih na drugom elementu ćelije linearna analiza stabilnosti pokazuje stabilnost na celom opsegu postojanja, dok asimetrična rešenja centrirana na prvom elementu ispoljavaju oscilatornu nestabilnost, što je u skladu i s direktnim simulacijama dobijenim iz 1D DNSJ. Poslednji tip rešenja, površinski TW solitoni, za niže snage pokazuju oscilatornu nestabilnost, dok s povećanjem snage ovi solitoni postaju stabilni, što je potvrđeno i direktnim simulacijama.

Numerički rezultati dobijeni u analizi solitonskih interakcija unutar binarne rešetke, pokazuju da na proizvod interakcije utiču snaga solitona, vrsta solitona, kao i rastojanje između centara solitona. U slučaju paralelnih interakcija između dva antisimetrična solitona, simulacije pokazuju da solitoni visokih snaga slabo osećaju prisustvo drugog solitona, pa se kao rezultat međusobnog uticaja prvobitni solitoni pretvaraju u uske bridere. Kada su solitoni u fazi dolazi do privlačenja solitona usled čega se maksimumi obvojnice svakog od solitona pomeraju jedan ka drugom. Kada su obvojnice interagujućih solitona u kontrafazi maksimumi obvojnica solitona se pomeraju jedan od drugog. Kod interakcija antisimetričnih solitona srednjih snaga, simulacije su pokazale da se u najvećem broju slučajeva solitoni izvesno vreme slobodno kreću kroz rešetku oslobađajući pritom deo energije. U trenutku kada formiraju lokalizovani mod čija je energija manja od PN barijere, formira se brider koji se ponovo zarobljava unutar par elemenata rešetke i nastavlja da putuje pravolinijski. U slučaju interakcije širokih antisimetričnih solitona malih snaga, pokazuje se da interakcije solitona koji su u fazi dovode do fuzije solitona u jedan antisimetričan brider, pri čemu se zarobljavanje bridera unutar rešetke ranije dešava ukoliko su solitoni udaljeni za jednu ćeliju. Ukoliko je obvojnica solitona u kontrafazi, solitoni će se odbiti uz veliko rasipanje energije prouzrokujući efekat diskretne difrakcije.

Kod interakcija simetričnih solitona simulacije ukazuju na značajnije oslobađanje energije pre nego što se obezbede uslovi za lokalizaciju polja i njegovo zarobljavanje u određene elemente rešetke. Za interakcije simetričnih solitona čije konstante prostiranja imaju negativnu vrednost pokazuje se da solitoni čiji su repovi u fazi formiraju brider, dok u slučaju interakcije solitona čiji su repovi van faze dolazi do formiranja modova koji će se odbijati. Rešenja koja se nalaze dublje u mini procepu i čiji su repovi pri interakciji u kontrafazi, mogu obrazovati lokalizovane strukture koje će se periodično odbijati i putovati jedna ka drugoj nakon Bragovih refleksija. Simulacije su pokazale da se s povećanjem snage simetričnih solitona period oscilacija smanjuje.

U slučaju interakcija između simetričnih solitona čija konstanta prostiranja ima pozitivne vrednosti najčešće dolazi do formiranja bridera. Slična situacija nastaje i pri interakcijama između dva simetrična solitona kod kojih jedan ima konstantu prostiranja iz opsega negativnih vrednosti β , a drugi iz opsega u kom je β pozitivno. Kod interakcija TW modova, simulacije su pokazale da ukoliko su interagujući solitoni van faze dolazi do raspadanja struktura, dok se pri interakcijama modova čije su obvojnice u fazi solitoni skoro i ne osećaju.

Fenomeni odbijanja i spajanja solitona potvrđeni su i u slučaju interakcija pod uglom. Numeričke simulacije su pokazale da pogodnim izborom jačine transverzalnog momenta primenjenog na solitone i rastojanja između njih, interakcije uglavnom pokazuju fenomen fuzije pri čemu se obrazuje brider koji zarobljen putuje kroz rešetku. S druge strane, antisimetrični solitoni niskih snaga čije su obvojnice u fazi, teže da se odbiju i putuju slobodno kroz rešetku, dok u slučaju solitona van faze dolazi do nestajanja jednog od solitona i formiranja antisimetričnog solitona veće snage koji slobodno putuje kroz rešetku.

Na osnovu izloženih rezultata, doprinos teze ogleda se u boljem razumevanju osobina 1D fotonskih sistema kao potencijalnih kandidata za razvoj brojnih uređaja kojima bi bilo moguće upravljati svetlošću u cilju dobijanja željenog oblika signala koji bi bio održiv tokom svog prostiranja kroz sistem. S obzirom na zahteve za sve bržom obradom signala koja se ne može ostvariti elektronskim uređajima, rezultati teze bi mogli biti iskorišćeni za dizajn optičkih kola, prekidača, razdelnika, skretnica, sprežnjaka, itd. u sveoptičkim komunikacionim sistemima u kojima će „svetlost upravljati svetlošću“. S druge strane, fenomeni otkriveni u analiziranim rešetkama mogu biti od koristi pri proučavanju i razumevanju solitonskih procesa u drugim nelinearnim fizičkim sistemima poput optičkih fibera, Boze-Ajnštajnovih kondenzata, DNK lanaca, plazme, itd. Naime, pomoću fotonskih rešetki mogu se postaviti konfiguracije koje predstavljaju analogone nekim kvantno-mehaničkim sistemima čime se omogućava njihovo posredno eksperimentalno proučavanje.

7 Literatura

- [1] A. R. Parker, "Diffracting optics in animals: diversity and biological significance," *Eur. Opt. Soc. Meet. Digest Series*, vol. 18, p. 27, 1998.
- [2] P. Vukusic and J. R. Sambles, "Photonic structures in biology," *Nature*, vol. 424, p. 852, 2003.
- [3] P. U. P. A. Gilbert, R. A. Metzler, D. Zhou, A. Scholl, A. Doran, A. Young, M. Kunz, N. Tamura, S. N. Coppersmith, "Gradual Ordering in Red Abalone Nacre," *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 130, p. 17519, 2008.
- [4] P. Vukusic, J. R. Sambles, and C. R. Lawrence, "Colour mixing in wing scales of a butterfly," *Nature*, vol. 404, p. 457, 2000.
- [5] P. Vukusic, B. Hallam, and J. Noyes, "Brilliant whiteness in ultrathin beetle scales," *Science*, vol. 315, p. 348, 2007.
- [6] <http://home.physics.wisc.edu/gilbert/sem1.htm>.
- [7] http://www.nanotechnology.hu/online/2002_butterfly/index.html.
- [8] http://www.biomimicrynews.com/research/The_Photonic_Beetle_Nature_Builds_Diamond-like_Crystals_for_Future_Optical_Computers.asp.
- [9] J. Zi, X. Yu, Y. Li, X. Hu, C. Xu, X. Wang, X. Liu, R. Fu, "Coloration strategies in peacock feathers," *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 100, p. 12576, 2003.
- [10] <http://cabinetofcuriosities-greenfingers.blogspot.com/2011/11/silverfish.html>.
- [11] I. Newton, *Opticks (Second Book)*, fourth revised ed. New York: Dover Publications, Inc., 1979.
- [12] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic crystals: molding the flow of light*, 2nd ed. New Jersey: Princeton University Press, 2008.
- [13] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gerard, D. Maystre, A. Tchelnokov, *Photonic crystals: towards nanoscale photonic devices*, 2nd ed. Berlin: Springer Verlag, 2008.
- [14] P. N. Prasad, *Nanophotonics*. Ney Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2004.

- [15] K. Sakoda, *Optical properties of photonic crystals*, 2nd ed. Berlin: Springer Verlag, 2005.
- [16] http://www.thelivingmoon.com/41pegasus/02files/Photonic_Crystals_01.html.
- [17] R. P. Feynman, "There's plenty of room at the bottom," *APS Annual Meeting*, p. 22, 1960.
- [18] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, *Photonic crystals: the road from theory to practice*. Boston: Kluwer, 2002.
- [19] S. Longhi, "Quantum-optical analogies using photonic structures," *Laser Photon. Rev.*, vol. 3, p. 243, 2009.
- [20] J. Singleton, *Band theory and electronic properties of solids*: Oxford University Press, 2001.
- [21] M. Stepić, *Discrete solitons in media with saturable nonlinearity*. Dissertation, Technische Universität Clausthal, 2004.
- [22] V. P. Bykov, "Spontaneous emission in a periodic structure," *Sov. Phys. JETP*, vol. 35, p. 269, 1972.
- [23] R. Zengerle, "Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides," *J. Mod. Opt.*, vol. 34, p. 1589, 1987.
- [24] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics*, 7th ed. Oxford: Pergamon Press, 1998.
- [25] R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures of Physics, Vol. 3*. MA: Addison-Wesley, Reading, 1964.
- [26] C. Elachi and C. Yeh, "Periodic structures in integrated optics," *J. Appl. Phys.*, vol. 44, p. 3146, 1973.
- [27] P. Yeh and A. Yariv, "Bragg reflection waveguides," *Opt. Commun.*, vol. 19, p. 427, 1976.
- [28] Y. Fink; J. N. Winn, S. Fan, C. Chen, J. Michel, J. D. Joannopoulos, E. L. Thomas, "A dielectric omnidirectional reflector," *Science*, vol. 282, p. 1679, 1998.
- [29] P. K. Tien, "Light waves in thin films and integrated optics," *Appl. Opt.*, vol. 10, p. 2395, 1971.
- [30] J. D. Rancourt, *Optical thin films*. Bellingham, Washington: SPIE Press, 1996.

- [31] H. A. Macleod, *Thin-film optical filters*, 4th ed. Tucson, Arizona: CRC Press/Taylor & Francis, 2009.
- [32] A. Spisser, R. Ledantec, C. Seassal, J. L. Leclercq, T. Benyattou, D. Rondi, R. Blondeau, G. Guillot, P. Viktorovitch, "Highly selective and widely tunable 1.55- μm InP/air-gap micromachined Fabry-Perot filter for optical communications," *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 10, p. 1259, 1998.
- [33] A. D. Kersey, T. A. Berkhoff, and W. W. Morey, "Multiplexed fiber Bragg grating strain-sensor system with a fiber Fabry—Perot wavelength filter," *Opt. Lett.*, vol. 18, p. 1370, 1993.
- [34] J. E. Johnson, L. J.-P. Ketelsen, D. A. Ackerman, Z. Liming, M. S. Hybertsen, K. G. Glogovsky, C. W. Lentz, W. A. Asous, C. L. Reynolds, J. M. Geary, K. K. Kamath, C. W. Ebert, M. Park, G. J. Przybylek, R. E. Leibenguth, S. L. Broutin, J. W. Jr. Stayt, K. F. Dreyer, L. J. Peticolas, R. L. Hartman, T. L. Koch, Labs., Lucent Technol. Bell; Murray Hill, NJ, "Fully stabilized electroabsorption-modulated tunable DBR laser transmitter for long-haul optical communications," *IEEE Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, p. 168, 2001.
- [35] H. W. Yen, M. Nakamura, E. Garmire, S. Somekh, A. Yariv, H. L. Garvin, "Optically pumped GaAs waveguide lasers with a fundamental 0.11 μm corrugated feedback," *Opt. Commun.*, vol. 9, p. 35, 1973.
- [36] D. N. Neshev, A. A. Sukhorukov, W. Królikowski, and Yu. S. Kivshar, "Nonlinear optics and light localization in periodic photonic lattices," *J. Nonlinear Opt. Phys.*, vol. 16, p. 1, 2007.
- [37] http://www.lpn.cnrs.fr/en/PEQ/FaitsMarquants/FM_PEQ_Guidon.php.
- [38] J. A. Kong, *Theory of electromagnetic waves*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1975.
- [39] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, p. 2059, 1987.
- [40] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, p. 2486, 1987.
- [41] F. Poli, A. Cucinotta, and S. Selleri, *Photonic crystal fibers - Properties and applications*. Dordrecht: Springer, 2007.
- [42] <http://optics.org>, article: "Photonic crystal yields ultrafast all-optical switch", 2006.
- [43] T. F. Krauss, D. M. DeLaRue, and S. Brand, "Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near infrared wavelengths," *Nature*, vol. 383, p. 699, 1996.

- [44] C. Cuisin, A. Chelnokov, D. Decanini, D. Peyrade, Y. Chen, J. M. Lourtioz, "Submicrometer dielectric and metallic structures fabricated from resist templates," *Opt. Quant. Electron.*, vol. 34, p. 13, 2002.
- [45] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz, J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," *Nature*, vol. 394, p. 251, 1998.
- [46] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, "Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-infrared Wavelengths," *Science*, vol. 289, p. 604, 2000.
- [47] S. G. Romanov, J. P. Johnson, A. V. Fokin, V. Y. Butko, H. M. Yates, M. E. Pemble, C. M. Sotomayor Torres, "Enhancement of the photonic gap of opal-based three-dimensional gratings," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, p. 2091, 1997.
- [48] <http://www.chem.utah.edu/faculty/bartl/webpage/research.html>.
- [49] J. E. G. Wijnhoven and W. L. Vos, "Preparation of photonic crystals made of air spheres in titania," *Science*, vol. 281, p. 802, 1998.
- [50] M. Tokushima, H. Kosaka, A. Tomita, and A. Yamada, "Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, p. 952, 2002.
- [51] A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, P. Andrés, and M. V. Andrés, "Guiding Mechanism in Photonic Crystal Fibers," *Opt. Photonics News*, vol. 12, p. 32, 2000.
- [52] K. Macintosh, O. McMahon, and S. Verghese, "Three-dimensional metallodielectric photonic crystals incorporating flat metal elements," *Microm. Opt. Tech. Lett.*, vol. 17, p. 153, 1998.
- [53] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, S. Kawakami, "Superprism phenomena in photonic crystals: Toward microscale lightwave circuits," *J. Lightw. Technol.*, vol. 17, p. 2032, 1999.
- [54] J. Jágerská, N. Le Thomas, H. Zhang, Z. Diao, and R. Houdré, "Refractive Index Gas Sensing in a Hollow Photonic Crystal Cavity," *IEEE -Transparent Optical Networks (ICTON), Tu.A2.2*, 2010.
- [55] M. Notomi, "Negative refraction in photonic crystals," *Opt. Quantum Elec.*, vol. 34, p. 133, 2002.

- [56] Y. Liu, G. Bartal, D. A. Genov, and X. Zhang, "Subwavelength Discrete Solitons in Nonlinear Metamaterials," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, p. 153901, 2007.
- [57] A. Chelnokov, K. Wang, S. Rowson, P. Garoche, and J. M. Lourtioz, "Near-infrared Yablonovitelike photonic crystals by focused-ion-beam etching of macroporous silicon," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, p. 2943, 2000.
- [58] C. C. Cheng and A. Scherer, "Fabrication of photonic band-gap crystals," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 13, p. 2696, 1995.
- [59] Y. Sugimoto, N. Ikeda, N. Carlsson, K. Asakawa, N. Kawai, and K. Inoue, "Fabrication and characterization of different types of two-dimensional AlGaAs photonic crystal slabs," *J. Appl. Phys.*, vol. 91, p. 922, 2002.
- [60] M. Campbell, D. N. Sharp, M. T. Harrison, R. G. Denning, and A. J. Turberfield, "Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography," *Nature*, vol. 404, p. 53, 2000.
- [61] G. Subramanian, V. N. Manoharan, J. D. Thorne, and D. J. Pine, "Ordered macroporous materials by colloidal assembly: A possible route to photonic bandgap materials," *Advanced Materials*, vol. 11, p. 1261, 1999.
- [62] Y. Xia, B. Gate, and S. Park, "Fabrication of three-dimensional photonic crystals for use in the spectral region from ultraviolet to near-infrared," *J. Lightw. Technol.*, vol. 17, p. 1956, 1999.
- [63] A. Chelnokov, S. Rowson, J. M. Lourtioz, L. Duvillaret, and J. L. Coutaz, "Terahertz characterisation of mechanically machined 3D photonic crystal," *Electron. Lett.*, vol. 33, p. 1981, 1997.
- [64] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid state physics*: Harcourt College Publishers, 1976.
- [65] D. Mandelik, H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, and J. S. Aitchison, "Band-Gap Structure of Waveguide Arrays and Excitation of Floquet-Bloch Solitons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 053902, 2003.
- [66] F. Lederer, G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, G. Assanto, M. Segev, Y. Silberberg, "Discrete solitons in optics," *Phys. Rep.*, vol. 463, p. 1, 2008.
- [67] Yu. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons - From Fibers to Photonic Crystals*. San Diego: Academic Press (An imprint of Elsevier Science), 2003.
- [68] H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, and J. S. Aitchinson, "Diffraction

- Management," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, p. 1863, 2000.
- [69] R. Morandotti, H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, M. Sorel, and J. S. Aitchinson, "Self-Focusing and Defocusing in Waveguide Arrays," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, p. 3296, 2001.
- [70] M. J. Ablowitz and Z. H. Musslimani, "Discrete spatial solitons in a diffraction-managed nonlinear waveguide array: a unified approach," *Physica D*, vol. 184, p. 276, 2003.
- [71] F. Lederer and Y. Silberberg, "Discrete solitons," *Optics & Photonics News*, vol. 2, p. 48, 2002.
- [72] P. St. J. Russell, "Optics of Floquet-Bloch waves in dielectric gratings," *Appl. Phys. B*, vol. 39, p. 231, 1986.
- [73] L. Brillouin, *Wave propagation in periodic structures*. New York: Dover, 1953.
- [74] F. Chen, M. Stepić, C. E. Rüter, D. Runde, D. Kip, V. Shandarov, O. Manela, M. Segev, "Discrete diffraction and spatial gap solitons in photovoltaic LiNbO₃ waveguide arrays," *Opt. Express*, vol. 13, p. 4314, 2005.
- [75] D. Kip and M. Stepić, "Nonlinear Effects in One-Dimensional Photonic Lattices," in *Nonlinearities in periodic structures and metamaterials*: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010, p. 3-20.
- [76] N. I. Zheludev, "Nonlinear optics on the nanoscale," *Contemp. Phys.*, vol. 43, p. 365, 2002.
- [77] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*. San Diego: Academic Press, 2003.
- [78] E. Fermi, J. Pasta, and S. Ulam, "Studies of nonlinear problems," *Los Alamos report*, vol. LA-1940, 1955.
- [79] A. Trombettoni and A. Smerzi, "Discrete Solitons and Breathers with Dilute Bose-Einstein Condensates," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, p. 2353, 2001.
- [80] U.T. Schwartz, L. Q. English, and A. J. Sievers, "Experimental generation and observation of intrinsic localized modes in an antiferromagnet," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, p. 223, 1999.
- [81] E. Trias, J. J. Mazo, and T. P. Orlando, "Discrete Breathers in Nonlinear Lattices: Experimental Detection in a Josephson Array," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, p. 741, 2000.
- [82] A. S. Davydov, "The theory of contraction of proteins under their excitation," *J. Theor. Biol.*, vol. 38, p. 559, 1973.

- [83] D. N. Christodoulides, F. Lederer, and Y. Silberberg, "Discretizing light behavior in linear and nonlinear waveguide lattices," *Nature*, vol. 424, p. 817, 2003.
- [84] H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, A. R. Boyd, and J. S. Aitchison, "Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, p. 3383, 1998.
- [85] J.W. Fleischer, M. Segev, N. K. Efremidis, and D. N. Christodoulides, "Observation of two-dimensional discrete solitons in optically induced nonlinear photonic lattices," *Nature*, vol. 422, p. 147, 2003.
- [86] D. Neshev, E. Ostrovskaya, Yu. S. Kivshar, and W. Królikowski, "Spatial solitons in optically induced gratings," *Opt. Lett.*, vol. 28, p. 710, 2003.
- [87] Lj. Hadžievski, A. Maluckov, M. Stepčić, and D. Kip, "Power Controlled Soliton Stability and Steering in Lattices with Saturable Nonlinearity," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, p. 033901, 2004.
- [88] J. Meier, G. I. Stegeman, Y. Silberberg, R. Morandotti, and J. S. Aitchison, "Nonlinear optical beam interactions in waveguide arrays," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, p. 093903, 2004.
- [89] M. Stepčić, E. Smirnov, C. E. Rüter, L. Prönneke, D. Kip, V. Shandarov, "Beam interactions in one-dimensional saturable waveguide arrays," *Phys. Rev. E*, vol. 74, p. 046614, 2006.
- [90] J. Meier, G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, Y. Silberberg, R. Morandotti, H. Yang, G. Salamo, M. Sorel, J. S. Aitchison, "Experimental observation of discrete modulational instability," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, p. 163902, 2004.
- [91] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, "Observation of modulational instability in optical fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, p. 135, 1986.
- [92] R. Dong, C. E. Rüter, D. Kip, Y. Chengliang, J. Xu, O. Manela, M. Segev, "Spatial frequency combs and supercontinuum generation in one-dimensional photonic lattices," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 183903, 2008.
- [93] D. Mandelik, H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, and J. S. Aitchison, "Observation of mutually trapped multiband optical breathers in waveguide arrays," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 253902, 2003.
- [94] P. Millar, J. S. Aitchison, J. U. Kang, G. I. Stegeman, A. Villeneuve, G. T. Kennedy, W. Sibbett, "Nonlinear waveguide arrays in AlGaAs," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, p. 3224, 1997.

- [95] R. Iwanow, R. Schiek, G. I. Stegeman, T. Pertsch, F. Lederer, Y. Min, W. Sohler, "Arrays of weakly coupled, periodically poled lithium niobate waveguides: beam propagation and discrete spatial quadratic solitons," *Opto-Electron. Rev.*, vol. 13, p. 113, 2005.
- [96] M. Stepić, A. Maluckov, and D. Kip, "Gap and dark solitons in discrete photorefractive media with intensity-resonant nonlinearity," *Appl. Phys. B*, vol. 95, p. 525, 2009.
- [97] A. Fratolocchi, G. Assanto, K. A. Brzdańkiewicz, and M. A. Karpierz, "Discrete light propagation and self-trapping in liquid crystals," *Opt. Express*, vol. 13, p. 1808, 2005.
- [98] D. N. Christodoulides, I. C. Khoo, G. J. Salamo, G. I. Stegeman, and E. W. Van Stryland, "Nonlinear refraction and absorption: mechanisms and magnitudes," *Adv. Opt. Photon.*, vol. 2, p. 60, 2010.
- [99] K. Buse, "Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals I: models and methods," *Appl. Phys. B*, vol. 64, p. 391, 1997.
- [100] G. C. Valley, A. L. Smirl, B. Klein, K. Bohnert, and T. F. Boggess, "Picosecond photorefractive beam coupling in GaAs," *Opt. Lett.*, vol. 11, p. 1456, 1986.
- [101] G. Salamo, M. J. Miller, W. W. Clark III, G. L. Wood, and E. J. Wood, "Strontium barium niobate as a self-pumped phase conjugator," *Opt. Commun.*, vol. 59, p. 417, 1986.
- [102] J. Feinberg, "Asymmetric self-defocusing of an optical beam from the photorefractive effect," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 72, p. 46, 1982.
- [103] Q. W. Song, C. Zhang, and P. J. Talbot, "Self-defocusing, self-focusing, and speckle in LiNbO₃ and LiNbO₃:Fe crystals," *Appl. Opt.*, vol. 32, p. 7266, 1993.
- [104] K. Peithmann, A. Wiebrock, K. Buse, and E. Krätzig, "Low-spatial-frequency refractive-index changes in iron-doped lithium niobate crystals upon illumination with a focused continuous-wave laser beam," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 17, p. 586, 2000.
- [105] P. Günter and J.-P. Huignard, *Photorefractive materials and their applications I: basic effects*: Springer Verlag, Berlin, 2006.
- [106] M. Stepić, D. Kip, Lj. Hadžievski, and A. Maluckov, "One-dimensional bright discrete solitons in media with saturable nonlinearity," *Phys. Rev. E*, vol. 69, p. 066618, 2004.
- [107] R. Morandotti, U. Peschel, J. S. Aitchison, H. S. Eisenberg, and Y. Silberberg, "Dynamics of

- Discrete Solitons in Optical Waveguide," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, p. 2726, 1999.
- [108] R. Fetecau and D. Levy, "Approximate model equations for water waves," *Comm. Math. Sci.*, vol. 3, p. 159, 2005.
- [109] D. J. Korteweg and G. de Vries, "On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal and on a new type of long stationary waves," *Philos. Mag. Ser.* , vol. 5, p. 422, 1895.
- [110] C. S. Gardner and G. J. Morikawa, *Courant Inst. of Math. Sc.Rept.*, vol. 40, p. 9082, 1962.
- [111] N. J. Zabusky and M. D. Kruskal, "Interaction of "Solitons" in a Collisionless Plasma and the Recurrence of Initial States," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 15, p. 240, 1965.
- [112] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, "Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media," *Sov. Phys. JETP* , vol. 34, p. 62, 1972.
- [113] M. J. Ablowitz, D. J. Kaup, A. C. Newell, and H. Segur, "The inverse scattering transform-Fourier analysis for nonlinear problems," *Stud. Appl. Math.*, vol. 53, p. 249, 1974.
- [114] A. A. Sukhorukov, Yu. S. Kivshar, H. S. Eisenberg, and Y. Silberberg, "Spatial optical solitons in waveguide arrays," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 39, p. 31, 2003.
- [115] G. I. A. Stegeman, D. N. Christodoulides, and M. Segev, "Optical spatial solitons: historical perspectives ," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* , vol. 6, p. 1419, 2000.
- [116] J.E. Bjorkholm and A. Ashkin, "CW self-focusing and self-trapping of light in sodium vapor," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 32, p. 129, 1974.
- [117] L. F. Mollenauer and K. Smith, "Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain," *Opt. Lett.*, vol. 13, p. 675, 1988.
- [118] R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, "Self-trapping of optical beams," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, p. 479, 1964.
- [119] Yu. S. Kivshar and B. Luther-Davies, "Dark optical solitons: physics and applications," *Phys. Rep.*, vol. 298, p. 81, 1998.
- [120] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, M. C. Bashaw, "Dark and bright photovoltaic spatial solitons," *Phys. Rev. A*, vol. 50, p. R4457, 1994.

- [121] J. U. Kang, G. I. Stegeman, J. S. Aitchison, and N. Akhmediev, "Observation of Manakov spatial solitons in AlGaAs planar waveguides," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, p. 3699, 1996.
- [122] M. Mitchell, Z. Chen, M. Shin, and M. Segev, "Self-trapping of partially spatially incoherent light," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, p. 490, 1996.
- [123] D. N. Christodoulides and R. I. Joseph, "Discrete self-focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 13, p. 794, 1988.
- [124] D. Mandelik, R. Morandotti, J. S. Aitchison, and Y. Silberberg, "Gap solitons in waveguide arrays," *Phys. Rev. Lett.* 92, vol. 92, p. 093904, 2004.
- [125] A. A. Sukhorukov and Yu. S. Kivshar, "Discrete gap solitons in modulated waveguide arrays," *Opt. Lett.*, vol. 27, p. 2112, 2002.
- [126] A. Maluckov, M. Stepić, D. Kip, and Lj. Hadžievski, "Dynamics of bright discrete staggered solitons in photovoltaic photorefractive media," *Eur. Phys. J. B*, vol. 45, p. 539, 2005.
- [127] Y. Sivan, G. Fibich, B. Ilan, and M. I. Weinstein, "Qualitative and quantitative analysis of stability and instability dynamics of positive lattice solitons," *Phys. Rev. E*, vol. 78, p. 046602, 2008.
- [128] S. T. Strogatz, *Nonlinear dynamics and chaos: with applications to physics, biology, chemistry and engineering*, L.L.C. Perseus Books Publishing, Ed. New York, 1994.
- [129] J. P. Gordon, "Interaction forces among solitons in optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 8, p. 596, 1983.
- [130] M. Mitchell, M. Segev, T. H. Coskun, and D. N. Christodoulides, "Theory of self-trapped spatially incoherent light beams," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 25, p. 4990, 1997.
- [131] W. Królikowski, B. Luther-Davies, and C. Denz, "Photorefractive Solitons," *IEEE J. Quantum. Electron.*, vol. 39, p. 3, 2003.
- [132] E. Smirnov, M. Stepić, C. E. Rüter, V. Shandarov, and D. Kip, "Interaction of counterpropagating discrete solitons in a nonlinear one-dimensional waveguide array," *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 512, 2007.
- [133] G. I. Stegeman and M. Segev, "Optical spatial solitons and their interactions: universality and diversity," *Science*, vol. 286, p. 1518, 1999.

- [134] J. Meier, G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, Y. Silberberg, R. Morandotti, H. Yang, G. Salamo, M. Sorel, J. S. Aitchison, "Beam interactions with a "blocker" soliton in 1D arrays," *Opt. Lett.*, vol. 30, p. 1027, 2005.
- [135] H. Trompeter, U. Peschel, T. Pertsch, F. Lederer, U. Streppel, D. Michaelis, A. Bräuer, "Tailoring guided modes in waveguide arrays," *Opt. Express*, vol. 11, p. 3404, 2003.
- [136] U. Pechel, R. Morandotti, J. Aitchison, H. S. Eisenberg, and Y. Silberberg, "Nonlinearly induced escape from a defect state in waveguide arrays," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, p. 1348, 1999.
- [137] S. Suntsov, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, G. I. Stegeman, A. Haché, R. Morandotti, H. Yang, G. Salamo, M. Sorel, "Observation of Discrete Surface Solitons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, p. 063901, 2006.
- [138] Yu. S. Kivshar and M. I. Molina, "Nonlinear surface modes and Tamm states in periodic photonic structures," *Wave Motion*, vol. 45, p. 59, 2007.
- [139] C. R. Rosberg, D. N. Neshev, W. Królikowski, A. Mitchell, R. A. Vicencio, M. I. Molina, Yu. S. Kivshar, "Observation of surface gap solitons in semi-infinite waveguide arrays," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 083901, 2006.
- [140] M. Molina and Yu. S. Kivshar, "Nonlinear localized modes at phase-slip defects in waveguide arrays," *Opt. Lett.*, vol. 33, p. 917, 2008.
- [141] R. Morandotti, H. S. Eisenberg, D. Mandelik, Y. Silberberg, D. Modotto, M. Sorel, C. R. Stanley, J. S. Aitchison, "Interactions of discrete solitons with structural defects," *Opt. Lett.*, vol. 28, p. 834, 2003.
- [142] R. Morandotti, U. Peschel, J. S. Aitchison, H. S. Eisenberg, and Y. Silberberg, "Experimental observation of linear and nonlinear optical Bloch oscillations," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, p. 4756, 1999.
- [143] S. Suntsov, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, G. I. Stegeman, R. Morandotti, M. Volatier, V. Aimez, R. Arès, E. H. Yang, G. Salamo, "Optical modes at the interface between two dissimilar discrete meta-materials," *Opt. Express*, vol. 15, p. 4663, 2007.
- [144] M. I. Molina and Yu. S. Kivshar, "Nonlinear localized modes at phase slips in two-dimensional photonic lattices," *Phys. Rev. A*, vol. 80, p. 063812, 2009.
- [145] K. G. Makris, J. Hudock, D. N. Christodoulides, G. I. Stegeman, O. Manela, M. Segev,

- "Surface lattice solitons," *Opt. Lett.*, vol. 31, p. 2774, 2006.
- [146] S. Suntsov, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, G. I. Stegeman, R. Morandotti, M. Volatier, V. Aimez, R. Arès, E. H. Yang, G. Salamo, "Optical spatial solitons at the interface between two dissimilar periodic media: theory and experiment," *Opt. Express*, vol. 16, p. 10480, 2008.
- [147] E. Smirnov, M. Stepić, C. E. Rüter, D. Kip, and V. Shandarov, "Observation of staggered surface solitary waves in one-dimensional waveguide arrays," *Opt. Lett.*, vol. 31, p. 2338, 2006.
- [148] D. Marcuse, *Light transmission optics*. New York: Van Nostrand Reinhold Company Inc., 1982.
- [149] M. D. Petrović, G. Gligorić, A. Maluckov, Lj. Hadžievski, and B. Malomed, "Interface solitons in locally linked two-dimensional lattices," *Phys. Rev. E*, vol. 84, p. 026602, 2011.
- [150] P. P. Beličev, I. Ilić, M. Stepić, A. Maluckov, Y. Tan, F. Chen, "Observation of linear and nonlinear strongly localized modes at phase-slip defects in one-dimensional photonic lattices," *Opt. Lett.*, vol. 35, p. 3099, 2010.
- [151] Y. Tan, F. Chen, M. Stepić, V. Shandarov, and D. Kip, "Reconfigurable optical channel waveguides in lithium niobate crystals produced by combination of low-dose O³⁺ ion implantation and selective white light illumination," *Opt. Express*, vol. 16, p. 10465, 2008.
- [152] E. Smirnov, C. E. Rüter, M. Stepić, V. Shandarov, and D. Kip, "Dark and bright blocker soliton interaction in defocusing waveguide arrays," *Opt. Express*, vol. 14, p. 11248, 2006.
- [153] A. Kanshu, C. E. Rüter, D. Kip, P. P. Beličev, I. Ilić, M. Stepić, V. M. Shandarov, "Linear and nonlinear light propagation at the interface of two homogeneous waveguide arrays," *Opt. Express*, vol. 19, p. 1158, 2011.
- [154] M. Stepić, E. Smirnov, C. E. Rüter, D. Kip, A. Maluckov, Lj. Hadžievski, "Tamm oscillations in semi-infinite nonlinear waveguide arrays," *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 823, 2007.
- [155] N. G. R. Broderick, C. M. de Sterke, and B. J. Eggleton, "Soliton solutions in Rowland ghost gaps," *Phys. Rev. E*, vol. 52, p. R5788, 1995.
- [156] R. Morandotti, D. Mandelik, Y. Silberberg, J. S. Aitchison, M. Sorel, D. N. Christodoulides, A. A. Sukhorukov, Yu. S. Kivshar, "Observation of discrete gap solitons in binary waveguide arrays," *Opt. Lett.*, vol. 29, p. 2890, 2004.
- [157] Y. Tan, F. Chen, P. P. Beličev, M. Stepić, A. Maluckov, C. E. Rüter, D. Kip, "Gap solitons in defocusing lithium niobate binary waveguide arrays fabricated by proton implantation and selective white light illumination," *Appl. Phys. B*, vol. 95, p. 531, 2009.

- [158] R. A. Vicencio and M. Johansson, "Discrete gap solitons in waveguide arrays with alternating spacings," *Phys. Rev. A*, vol. 79, p. 065801, 2009.
- [159] M. I. Molina, I. L. Garanovich, A. A. Sukhorukov, and Yu. S. Kivshar, "Discrete surface solitons in semi-infinite binary waveguide arrays," *Opt. Lett.*, vol. 31, p. 2332, 2006.
- [160] F. Dreisow, A. Szameit, M. Heinrich, T. Pertsch, S. Nolte, A. Tunnermann, S. Longhi, "Bloch-Zener oscillations in binary superlattices," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 076802, 2009.
- [161] N. K. Efremidis, P. Zhang, Z. Chen, D. N. Christodoulides, C. E. Rüter, D. Kip, "Wave propagation in waveguide arrays with alternating positive and negative couplings," *Phys. Rev. A*, vol. 81, p. 053817, 2010.
- [162] M. Conforti, C De Angelis, and T. R. Akylas, "Energy localization and transport in binary waveguide arrays," *Phys. Rev. A*, vol. 83, p. 043822, 2011.
- [163] Y. J. He, W. H. Chen, H. Z. Wang, and B. A. Malomed, "Surface superlattice gap solitons," *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 1390, 2007.
- [164] A. Kanshu, C. E. Rüter, D. Kip, V. Shandarov, P. P. Beličev, I. Ilić, M. Stepić, "Observation of discrete gap solitons in one-dimensional waveguide arrays with alternating spacings and saturable defocusing nonlinearity," *Opt. Lett.*, vol. 37, p. 1253, 2012.
- [165] A.V. Gorbach and M. Johansson, "Gap and out-gap breathers in a binary modulated discrete nonlinear Schrödinger model," *Eur. Phys. J. D*, vol. 29, p. 77, 2004.

Radovi u vezi sa rezultatima izloženim u tezi objavljeni u međunarodnim časopisima:

1. Y. Tan, F. Chen, P. P. Beliĉev, M. Stepić, A. Maluckov, C. E. Rüter, and D. Kip, *Gap solitons in defocusing lithium niobate binary waveguide arrays fabricated by proton implantation and selective light illumination*, Applied Physics B, vol. 95, 531-535 (2009).
2. P. P. Beliĉev, I. Ilić, M. Stepić, A. Maluckov, Y. Tan, and F. Chen, *Observation of linear and nonlinear strongly localized modes at phase-slip defects in one-dimensional photonic lattices*, Optics Letters, vol. 35, 3099-3101 (2010).
3. A. Kanshu, C. E. Rüter, D. Kip, P. P. Beliĉev, I. Ilić, M. Stepić, and V. M. Shandarov, *Linear and nonlinear light propagation at the interface of two homogenous waveguide arrays*, Optics Express, vol. 19, 1158-1167 (2011).
4. A. Kanshu, C. E. Rüter, D. Kip, V. M. Shandarov, P. P. Beliĉev, I. Ilić, and M. Stepić, *Observation of discrete gap solitons in one-dimensional waveguide arrays with alternating spacings and saturable nonlinearity*, Optics Letters, vol. 37, 1253-1255 (2012).

Radovi u vezi sa rezultatima iz šire problematike teze objavljeni u međunarodnim časopisima:

1. I. Ilić, P. P. Beliĉev, V. Milanović, and J. Radovanović, *Analysis of tunneling times in absorptive and dispersive media*, Journal of Optical Society of America B, vol. 25, 1800-1804 (2008).
2. P. P. Beliĉev, I. Ilić, J. Radovanović, V. Milanović, and Lj. Hadžievski, *Time delay in thin dielectric slabs with saturable nonlinearity*, Acta Physica Polonica A, vol. 115, 834-837 (2009).
3. I. Ilić, P. P. Beliĉev, V. Milanović, and J. Radovanović, *Modeling of dwell time and group delay in dispersive and absorptive media*, Physica Scripta, T135, 014040-4 (2009).
4. P. P. Beliĉev, I. Ilić, V. Milanović, J. Radovanović, and Lj. Hadžievski, *Tunneling times in metamaterials with saturable nonlinearity*, Physical Review A, vol. 80, 023821-7 (2009).
5. I. Ilić, P. P. Beliĉev, V. Milanović, J. Radovanović, and Lj. Hadžievski, *Influence of the Goos-Hänchen shift on tunneling times in dispersive nonlinear media*, Acta Physica Polonica A, vol. 116, 638-641 (2009).
6. I. Ilić, P. P. Beliĉev, V. Milanović, J. Radovanović and Lj. Hadžievski, *Goos-Hänchen shift and time delay in dispersive nonlinear media*, Physics Letters A, vol. 375, 1357-1361 (2011).
7. J. Radovanović, I. Ilić, P. P. Beliĉev, Lj. Hadžievski and V. Milanović, *On tunneling times in dispersive and nonlinear metamaterials*, Journal of Nanophotonics, vol. 5, 051802-9 (2011).
8. I. Ilić, P. P. Beliĉev and V. Milanović, *Modelling of tunneling times in anisotropic nonmagnetic metamaterials*, Physica Scripta, vol. T145, 014050-3 (2012).

Biografija

Kandidatkinja Petra Beličev je rođena 05.09.1984. godine u Zadru, Republika Hrvatska. Osnovnu i srednju školu završila je u Beogradu. Nakon završene srednje škole upisala je Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu 2003. godine, gde je diplomirala 2007. godine na Odseku za Fizičku elektroniku sa prosečnom ocenom 9.11 odbranom diplomskog rada s temom "Analiza koeficijenta apsorpcije u metametrijalima". Iste godine upisala je diplomske akademske (master) studije na Grupi za nanoelektroniku, optoelektroniku i lasersku tehniku, koje je završila 2008. godine sa prosečnom ocenom 10,00 odbranom master rada s temom "Analiza i modelovanje vremena tunelovanja u materijalima sa saturacionom nelinearnošću".

Od 2008. godine zaposlena je kao istraživač pripravnik u Institutu za nuklearne nauke "Vinča", u Laboratoriji za atomsku fiziku, gde je 2009. godine unapređena u zvanje istraživač saradnik. U svojoj naučnoj karijeri Petra Beličev je do sada objavila sedam radova u vrhunskim međunarodnim naučnim časopisima sa SCI liste [M21], jedan u vodećim međunarodnim časopisima [M22], dva u međunarodnim časopisima [M23] i četiri u zbornicima apstrakata i radova s međunarodnih konferencija [M33], dok su dva rada nedavno prihvaćena za objavljivanje u časopisima Optics Letters [M21] i Physica Scripta [M22].

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а БЕЛИЧЕВ ПЕТРА
број уписа 2008/5047

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

"Простирање светлости у комплексним
решеткама са заситијеном нелинеарношћу"

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 17.05.2012.

Беличев Петра

Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора ПЕТРА БЕЛИЧЕВ
Број уписа 2008/5047
Студијски програм НАНОЕЛЕКТРОНИКА И ФОТОНИКА
Наслов рада ПРОСЛАЂАЊЕ СВЕТЛОСТИ У КОМПЛЕКСНИМ РЕШЕТ-
КАМА СА ЗАДАЦИЈАМАМ НЕЛИНЕАРНОШЋУ
Ментор Проф. ВИТОМИР МИЛАНОВИЋ
Потписани БЕЛИЧЕВ ПЕТРА

изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 17.05.2012.

Беличев Петра

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

„Простиратељство светлости у комплексним решеткама са заситићућом нелинеарношћу“

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
3. Ауторство – некомерцијално – без прераде
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прераде
6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

У Београду, 17.05.2012.

Потпис докторанда

Белица Кети