



УНИВЕРЗИТЕТ У НИШУ  
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ  
ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



**Славица Ј. Кузмановић**

**КОНТРОЛА ФОРМИРАЊА И ПРОСТИРАЊА  
ЛОКАЛИЗОВАНИХ СТРУКТУРА У  
ФОТОНСКИМ РЕШЕТКАМА С ДЕФЕКТИМА**

ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА

Ниш, 2016.



UNIVERSITY OF NIŠ  
FACULTY OF SCIENCES AND MATHEMATICS  
DEPARTMENT OF PHYSICS



**Slavica J. Kuzmanović**

**CONTROL OF THE FORMATION AND  
PROPAGATION OF LOCALIZED STRUCTURES  
IN PHOTONIC LATTICES WITH DEFECTS**


DOCTORAL DISSERTATION

Niš, 2016.

**Ментор:**


Др Александра Малуцков, научни саветник, Универзитет у Београду,  
Институт за нуклеарне науке „Винча“

Датум одбране:

	<b>ПРИРОДНО - МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ</b>  <b>НИШ</b>
	<b>КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА</b>

Редни број, <b>РБР:</b>	
Идентификациони број, <b>ИБР:</b>	
Тип документације, <b>ТД:</b>	монографска
Тип записа, <b>ТЗ:</b>	текстуални / графички
Врста рада, <b>ВР:</b>	докторска дисертација
Аутор, <b>АУ:</b>	Славица Ј. Кузмановић
Ментор, <b>МН:</b>	Александра Малуцков
Наслов рада, <b>НР:</b>	<b>Контрола формирања и простирања локализованих структура у фотонским решеткама с дефектима</b>
Језик публикације, <b>ЈП:</b>	српски
Језик извода, <b>ЈИ:</b>	енглески
Земља публикавања, <b>ЗП:</b>	Србија
Уже географско подручје, <b>УГП:</b>	Србија
Година, <b>ГО:</b>	2016.
Издавач, <b>ИЗ:</b>	ауторски репринт
Место и адреса, <b>МА:</b>	Ниш, Вишеградска 33.
Физички опис рада, <b>ФО:</b> (поглавља/страна/цитата/табела/слика/графика/прилога)	7 поглавља, 90 страна, 101 референце, 38 слика /граф. прикази, 1 прилог
Научна област, <b>НО:</b>	Физика
Научна дисциплина, <b>НД:</b>	Оптика
Предметна одредница/Кључне речи, <b>ПО:</b>	Фотонске решетке, микротубуле, локализоване структуре, засићујућа нелинеарност, Керов тип нелинеарности, контрола простирања светлости
УДК	<b>535:530.182+535.317.2</b>
Чува се, <b>ЧУ:</b>	библиотека
Важна напомена, <b>ВН:</b>	уколико је рад рађен ван факултета (у лабораторији)

Извод, <b>ИЗ:</b>	<p>Дисертација је заснована на проучавању формирања, својстава и динамике локализованих структура у једнодимензионалним фоторефрактивним решеткама. Универзалност проблематике је илустрована студијом локализованих структура у биолошким микротубулама, саставним деловима ћелијских мембрана. Иако различите природе, транспорт протеина кроз ћелијске мембране и простирање светлости кроз фоторефрактивне решетки, су нелинеарни и комплексни феномени који се могу проучавати јединственим приступом. Оба система су математички моделована нелинеарним диференцијално-диференцијалним једначинама типа нелинеарних Шредингерових једначина. Овде је проучавано простирање светлости кроз линеарне решетки са локалним нелинеарним и комбинацијом геометријског и нелинеарног дефекта, што може бити значајно за примене у интегрисаној оптици и телекомуникацијама. Показано је да је у фоторефрактивним решеткама могуће остварити потпуну контролу простирања светлости одговарајућим променама параметара система.</p>								
Датум прихватања теме, <b>ДП:</b>	12.01.2015.								
Датум одбране, <b>ДО:</b>									
Чланови комисије, <b>КО:</b>	<table border="1"> <tr> <td data-bbox="470 1265 758 1321">Председник:</td> <td data-bbox="758 1265 1503 1321"></td> </tr> <tr> <td data-bbox="470 1321 758 1377">Члан:</td> <td data-bbox="758 1321 1503 1377"></td> </tr> <tr> <td data-bbox="470 1377 758 1433">Члан:</td> <td data-bbox="758 1377 1503 1433"></td> </tr> <tr> <td data-bbox="470 1433 758 1500">Члан, ментор:</td> <td data-bbox="758 1433 1503 1500">Александра Малуцков</td> </tr> </table>	Председник:		Члан:		Члан:		Члан, ментор:	Александра Малуцков
Председник:									
Члан:									
Члан:									
Члан, ментор:	Александра Малуцков								

	<b>ПРИРОДНО - МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ</b> <b>НИШ</b>
	<b>KEY WORDS DOCUMENTATION</b>

Accession number, <b>ANO</b> :	
Identification number, <b>INO</b> :	
Document type, <b>DT</b> :	monograph
Type of record, <b>TR</b> :	textual / graphic
Contents code, <b>CC</b> :	doctoral dissertation
Author, <b>AU</b> :	Slavica J. Kuzmanović
Mentor, <b>MN</b> :	Aleksandra Maluckov
Title, <b>TI</b> :	<b>Control of the formation and propagation of localized structures in photonic lattices with defects</b>
Language of text, <b>LT</b> :	Serbian
Language of abstract, <b>LA</b> :	English
Country of publication, <b>CP</b> :	Serbia
Locality of publication, <b>LP</b> :	Serbia
Publication year, <b>PY</b> :	2016.
Publisher, <b>PB</b> :	author's reprint
Publication place, <b>PP</b> :	Niš, Višegradska 33.
Physical description, <b>PD</b> : (chapters/pages/ref./tables/pictures/graphs/appendixes)	7 chapters, 90 pages, 101 references, 38 figures / graph. views, 1 appendix
Scientific field, <b>SF</b> :	Physics
Scientific discipline, <b>SD</b> :	Optics
Subject/Key words, <b>S/KW</b> :	Photonic lattices, microtubules, localized structures, saturable nonlinearity, Kerr nonlinearity, control of light propagation
<b>UC</b>	<b>535:530.182+535.317.2</b>
Holding data, <b>HD</b> :	library
Note, <b>N</b> :	

<p>Abstract, <b>AB</b>:</p>	<p>Dissertation is based on the study of the formation, properties and dynamics of localized structures in one-dimensional photorefractive lattices. The universality of these phenomena is illustrated by studying the localized structures in biological microtubules which are components of cell membranes. Although the transport of proteins through the cell membranes and propagation of light through the photorefractive gratings are nonlinear and complex phenomena of different nature, they can be investigated by the same approach. Both systems are mathematically modeled by the set of nonlinear differential or differential-difference equations of the Schrödinger type. Here, the propagation of light through the linear photonic lattices with local nonlinear, and combination of local geometric and nonlinear defects, is studied which can be significant for applications in integrated optics and telecommunications. It is shown that the full control of the light propagation through the photorefractive lattices can be established by proper tuning of parameters of the system.</p>
<p>Accepted by the Scientific Board on, <b>ASB</b>:</p>	<p>12.01.2015.</p>
<p>Defended on, <b>DE</b>:</p>	
<p>Defended Board, <b>DB</b>:</p> <p>President:</p> <p>Member:</p> <p>Member:</p> <p>Member, Mentor:</p>	<p>Aleksandra Maluckov</p>

*На првом месту желела бих да се захвалим ментору, др Александри Малуцков на указаној помоћи, стрпљењу, времену, поверењу, пријатељству и бројним саветима који су били од изузетног значаја током израде докторске тезе. Са пуно љубави и ентузијазма према науци начуила ме је прагматичности и истрајности у раду.*

*Сарадницама др. Ани Манчић и др. Петри Беличев Шутуловић на стручности и на сугестијама у току израде доктората, богатом искуству и тимском раду.*

*Захвалност дугујем сјајној колегиници и пријатељици др Марији Стојановић Красић (која је увек била спремна за проналажење нових идеја и несебично је помагала при решавању сваког проблема). Др Слободану Здравковићу се захваљујем на сарадњи и анализи резултата приликом писања рада.*

*Захваљујем се др Љупчу Хаџиевском и др Милутину Степићу на корисним упутствима, смерницама и помоћи током докторских студија и рада на овој дисертацији.*

*Колегама са ПМФ-а из Косовске Митровице, а нарочито проф. Драгану Петковићу дугујем захвалност за савете и подршку током израде дисертације.*

*Овом приликом бих се захвалила проф. Зорану Павловићу са Природно-математичког факултета у Нишу који ми је пружио велику помоћ током основних и докторских студија, као и проф. Марини Бишевац која ми је са пуно топлине и љубави приближила физику.*

*Захваљујем се пријатељима Данијелу Ђошићу, Јелени Миленковић, Снежани Кадих и Милки Ристић на пријатељству, разумевању и на смењу током израде докторске дисертације.*

*Велику захвалност дугујем својим кумовима Јелени и др Бранку Дрљачи на свакодневној подршци и на оптимизму.*

*Огромну захвалност дугујем својим родитељима, браћи Зорану и Ненаду на сталној и безрезервној подршци која ми је омогућила у превазилажењу и решавању свих проблема током живота и рада.*

*Желела бих да изразим најдубљу захвалност свом супругу Милану Јовановићу на сталној љубави, разумевању и охрабривању да истрајем.*



## Подаци о докторској дисертацији

Ментор:

Научни саветник, др Александра Малуцков, Универзитет у Београду, Институт за нуклеарне науке „Винча“

Наслов:

Контрола формирања и простирања локализованих структура у фотонским решеткама с дефектима

Резиме:

У дисертацији је проучавано простирање светлости кроз фотонске системе сачињене од низа међусобно паралелних оптичких таласовода чија су међусобна растојања упоредива са ширином таласовода, тзв. фотонске решетке (ФР). Иницијално је локализовани сноп светлости убациван само у један од таласовода. Геометрија система и мало растојање између таласовода омогућили су простирање светлости и кроз суседне таласоводе решетке услед међусобног спрезања и транспорта енергије између њих, као и формирање и контролу простирања локализованих мода и структура типа солитонских таласа, бридера, итд.

ФР разматране у дисертацији су направљене од материјала са засићујућом нелинеарношћу, као што је литијум ниобат ( $\text{LiNbO}_3$ ). Овај тип нелинеарности се за мале интензитета упадне светлости може свести на Керову (Kerr) или кубну нелинеарност која моделује и нелинеарни одзив биолошких протеинских структура - МТ при транспорту енергије и супстанције кроз мембране ћелија. Универзалност феномена описаних у фотонским системима је илустрована управо на примеру транспорта енергије кроз ћелијске мембране.

Дефинисани су и развијени математички модели базирани на диференцијално-диференцијалним једначинама типа нелинеарне Шредингерове (Schrödinger) једначине за описивање простирања светлости кроз једнодимензионе униформне и композитне ФР са локалним геометријским и/или нелинеарним дефектима. Својствене локализоване моде и њихова динамика у МТ су нумерички добијене комбинацијом методе "погађања" и Рунге-Кута (Runge-Kutta) методе. У контексту ФР динамичке симулације су засноване на спектраланој методи раздвојених корака (split-step Fourier method).

Показано је да при простирању светлости кроз униформне решетке са локалним дефектом долази до трансмисије, рефлексije и заробљавања светлости. Композитне ФР су терен на коме су реализоване локализоване структуре различитих степена комплексности погодним избором параметра у систему, као што су јачина нелинеарности, тј. интензитет упадне светлости, угао под којим упада светлосни сноп, број иницијално побуђених таласовода, ширина и растојање између таласовода, итд. Размотрене композитне структуре могу наћи примену у свеоптичком контролисању простирања светлости и тиме информација кроз комуникационе системе, као и за извођење различитих функција попут мултиплексирања, демултиплексирања или преусмеравања светлосног снопа на интегрисаним оптичким чиповима.

Научна  
област:

Физика

Научна  
дисциплина:

Оптика

Кључне  
речи:

Фотонске решетке, микротубуле, локализоване структуре, засићујућа нелинеарност, Керов тип нелинеарности, контрола простирања светлости

УДК:

535:530.182+535.317.2

CERIF  
класификација:

P 002

Тип  
лиценце  
Креативне  
заједнице:

**CC BY-NC-ND**

## Data on Doctoral Dissertation

Doctoral Supervisor: Research professor, Aleksandra Maluckov, Vinča Institute of Nuclear Sciences, University of Belgrade

Title: Control of the formation and propagation of localized structures in photonic lattices with defects

Abstract: In dissertation, the propagation of localized light patterns through the photonic lattices (PL) composed of mutually parallel optical waveguides' arrays with local defects is studied. The sufficient condition for propagation of light is comparability of the distance between the waveguides and width of waveguides with the wavelength of input light. This opens possibility of complete control of light propagation across the photonic systems by tailoring the system parameters, such as the refractive index and grating periods.

PL discussed here are made of photorefractive crystals characterized by the saturable nonlinearity such as lithium niobate ( $\text{LiNbO}_3$ ). Saturable nonlinearity for small light intensities can be approximated by the Kerr nonlinearity which can also model nonlinear response of the biological proteins – microtubulas (MT). The universality of the localization phenomenon, which is responsible for formation and particular dynamical properties of localized patterns in photonic medium, is illustrated by brief overview of the transport processes through the biological cell membranes.

The mathematical models for light propagation through the one-dimensional PL with local geometric and/or nonlinear defects and through the composite PLs are based on the nonlinear Schrödinger

equations. The localized eigensolutions and their dynamics in the context of biological MTs are numerically obtained applying the ‘shooting’ method and the Runge-Kutta procedure. The light propagation in PL is numerically simulated by the split-step Fourier method.

The transmission, reflection and self-trapping of light at local defects are observed during the light propagation through the lattices. It is shown that the composite PLs can be a playground for formation of localized patterns with different complexity by proper tuning of the system parameters such as nonlinearity strength, initial light intensity, the light beam width, width and distance between waveguides. The PLs offer possibility to realize all optically controlled systems for light propagation, transport of information, as well as to simulate multiplexing, de-multiplexing and light re-direction in integrated optics.

Scientific  
Field:

Physics

Scientific  
Discipline:

Optics

Key  
Words:

Photonic lattices, microtubules, localized structures, saturable nonlinearity, Kerr nonlinearity, control of light propagation

UDC:

535:530.180+535.317.2

CERIF  
Classification:

P 002

Creative  
Commons  
License Type:

**CC BY-NC-ND**

## Садржај

<b>1 УВОД</b> .....	<b>1</b>
<b>2 НЕЛИНЕАРНА ДИНАМИКА МИКРОТУБУЛА</b> .....	<b>4</b>
2.1 Микротубуле.....	4
2.2 Лонгитудинални <i>u</i> -модел микротубула .....	6
<b>3 ФОТОНСКЕ РЕШЕТКЕ</b> .....	<b>15</b>
3.1 Периодични фотонски системи .....	15
3.2 Зонска структура .....	18
3.3 Спрегнути таласоводи .....	21
3.4 Нелинеарност у фотонским решеткама .....	25
<b>4 ПРОСТИРАЊЕ СВЕТЛОСТИ У ФОТОНСКИМ СИСТЕМИМА СА ЛОКАЛНИМ ДЕФЕКТОМ</b> .....	<b>29</b>
4.1 1Д линеарна фотонска решетка са локалним нелинеарним дефектом .....	31
4.2 Композитна фотонска решетка са локалним нелинеарним и геометријским дефектом .....	41
4.3 Композитна фотонска решетка са геометријским дефектом .....	56
<b>5 ЗАКЉУЧАК</b> .....	<b>63</b>
<b>6 ЛИТЕРАТУРА</b> .....	<b>66</b>
<b>7 ПРИЛОГ А</b> .....	<b>79</b>
<b>БИОГРАФИЈА</b> .....	<b>84</b>
<b>БИБЛИОГРАФИЈА</b> .....	<b>85</b>
<b>ИЗЈАВА О АУТОРСТВУ</b> .....	<b>87</b>
<b>ИЗЈАВА О ИСЛОВЕТНОСТИ ШТАМПАНОГ И ЕЛЕКТРОНСКОГ ОБЛИКА ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ</b> .....	<b>88</b>
<b>ИЗЈАВА О КОРИШЋЕЊУ</b> .....	<b>89</b>
<b>ТИПОВИ ЛИЦЕНЦИ КРЕАТИВНЕ ЗАЈЕДНИЦЕ</b> .....	<b>90</b>

## УВОД

Фотонске решетки (ФР) представљају систем спрегнутих таласовода у којима је могуће контролисати простирање светлости. Услед периодичности система карактеришу се зонским енергијским (фреквентним) спектрима [1, 2]. У зависности од геометрије разликују се једнодимензионалне (1Д), дводимензионалне (2Д) и тродимензионалне ФР (3Д) [3].

1Д ФР су сачињене од паралелних оптичких таласовода који се налазе на таквом растојању да је могуће слабо (линеарно) спрезање између суседних таласовода, односно, елемената решетки. Ове решетки су се последњих деценија користиле за директну експерименталну реализацију и за испитивање разних феномена из физике кондензоване материје, као што су Андерсонова (Anderson) локализација [4] и Блохове (Bloch) осцилације [5, 6]. У оваквим нелинеарним срединама може доћи до формирања локализованих структура.

Услед несавршености технолошког процеса производње у решеткама се често појављују дефекти, који су или локализовани на одређеном месту у решетки, или присутни у читавом систему. Дефекти у ФР представљају неправилности у периодичној структури. Они могу настати спајањем две решетки таласовода (које могу бити произвољне у смислу периода) чије се међусобно растојање може контролисати током производног процеса. У фотонским системима се уз мање захтевне услове могу директно експериментално реализовати и проучити последице нарушавања периодичности структуре. Као последица периодичности система енергијски спектар има зонску структуру с дозвољеним и забрањеним зонама за простирање светлости, сличним онима у кристалним структурама (за таласни пакет придружен електронима у кристалној решетки).



У раду су моделоване 1Д ФР са једним локалним нелинеарним дефектом (НД) (једним нелинеарним таласоводом у решетки) [7, 8, 9] и композитна решетка сачињена од две ФР са локалним дефектима. Компонентне решетки су линеарне са једним локалним НД. Растојање компонентних решетки је слободни параметар, као и ширине таласовода и њихова међусобна растојања у свакој од решетки понаособ. 1Д униформне ФР (без дефекта) већ у линеарном режиму имају специфичан утицај на простирање светлости који се огледа у појави феномена познатог као дискретна дифракција. Нехомогености у ФР попут локалних дефеката, неуређености, квазипериодичности или линеарне промене индекса преламања између таласовода, као и присуство нелинеарности мењају зонски енергијски спектар решетки и тиме постављају нове услове за простирање светлости кроз њих. Једна од могућности је формирање различитих просторно локализованих структура [10].

Циљ истраживања описаног у овој дисертацији је контрола простирања светлости, заправо локализованих структура формираних при њеном простирању кроз фоторефрактивне ФР са локалним дефектом различитог типа. Услед нелинеарног одзива фоторефрактивних материјала с обзиром на интензитет светлости, који је тзв. засићујућег типа, при простирању светлости долази до локалне промене индекса преламања средине. На тај начин остварују се услови за локализацију светлости. Пример таквих материјала је  $\text{LiNbO}_3$ , који представља један од основних материјала за интегрисану оптику. Употребљава се за холографију, параметарске процесе и за брзу електрооптичку модулацију у мрежама оптичких влакана [11, 12, 13]. Предложена истраживања поред фундаменталног значаја који се огледа у доприносу познавању и примени локализованих структура у фотонским системима, значајна су и са практичне стране - за унапређење развоја свеоптичке контроле простирања светлосног снопа на интегрисаним оптичким чиповима. Тиме се дефинише нови правац развоја контролисања простирања светлосног снопа коришћењем композитних решетки са дефектима у структури, као и нови правац испитивања реалних експериментално остварљивих система. Захваљујући развоју различитих техника за производњу ФР попут оптичке индукције [14], оптичке литографије и директног уписивања применом фемтосекундних ласера [15], данас је могуће прецизно контролисати карактеристике ФР.

У другој глави овог рада, универзалност феномена локализације илустрована је кратким освртом на транспорт протеина, тј. енергије битне за нормални рад ћелија у

билошким системима, кроз ћелијске мембране посредством биолошких макромолекула – ланца микротубула (МТ). Изложени су основни појмови и резултати истраживања формирања локализованих структура у биолошким МТ које представљају најбитније протеине у ћелијским мембранама. Оне су одговорне за нормалан транспорт хемијских једињења и митохондрија кроз ћелије. Разматране су структуре типа кинк солитона у МТ које играју важну улогу у ћелијском метаболизму. Представљен је основни математички модел коришћен за описивање МТ, тзв. *u*-модел.

Трећа глава дисертације описује основна својства ФР. Дат је кратак опис добијања ФР, као и утицаја периодичности структуре на простирање светлости кроз ФР. Поменуте су 2Д и 3Д ФР заједно са њиховим применама у фотонским уређајима. Описан је енергијски спектар 1Д линеарне ФР који има зонску структуру са дозвољеним и забрањеним зонама. Простирање светлости у ФР описано је Хелмхолцовом (Helmholtz) једначином. Поменута је и теорија спрегнутих мода. Утицај нелинеарности на формирање и својства локализованих структура при простирању светлости у ФР је разматран у делу 3.4. Представљен је одговарајући математички модел нелинеарне ФР са Керовим и засићујућим типовима нелинеарности.

У четвртој глави ове дисертације указује се на могућност контролисања простирања светлости променом параметара система као што су индекс преламања средине и период решетке. Математички су моделоване ФР са локалним геометријским дефектом (ГД), локалним НД, као и композитна ФР са локалним ГД и НД. Дат је осврт на начин настанка и утицај који дефект у структури ФР може имати на простирање светлости. Коментарисано је како дефект мења симетрију система и то је повезано са понашањем локализованих структура кроз 1Д линеарну ФР са локализованим НД и ГД. Уведен је појам композитне решетке добијене надовезивањем решетки. Посматран је и систем сачињен од паралелних оптичких таласовода са истовремено присутним НД и ГД, заправо са ‘шупљином’. Могућност генерисања различитих локализованих структура у шупљинама, чији су параметри контролабилни, је посебно интересантна с обзиром на примене ФР у оптичким системима. Резултати презентовани у дисертацији објављени су у водећим светским часописима из области фотонице [10, 16, 17].

У петој глави је дат закључак истраживања које је представљено у овој дисертацији.

# НЕЛИНЕАРНА ДИНАМИКА

## МИКРОТУБУЛА

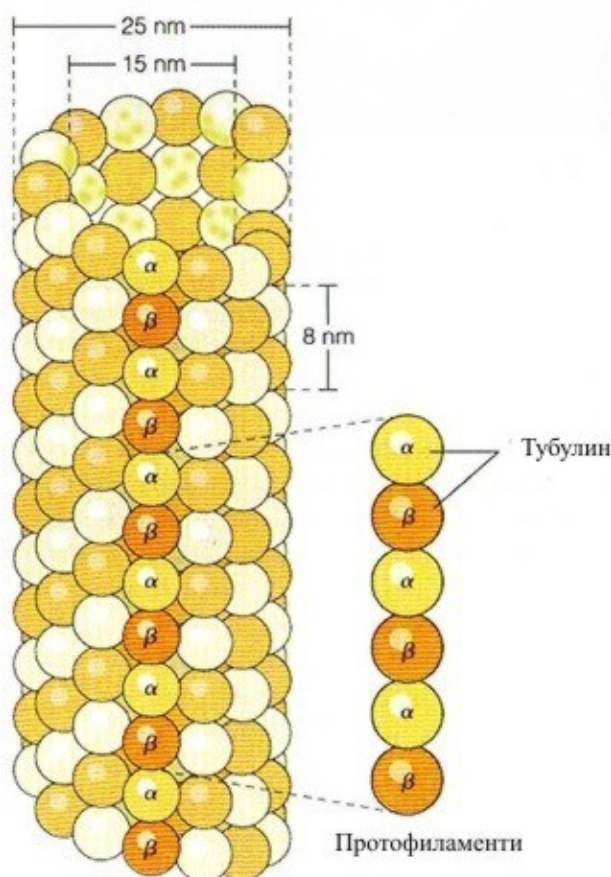
У овој глави изнети су основни појмови који се тичу структуре МТ, начина њиховог функционисања и дат је кратак осврт на њихову улогу у организмима. Коментарисани су математички модели постављени за описивање МТ. Иако је овде начињен мали искорак у односу на главни ток дисретације, то је урађено са циљем да се кратко илуструје универзалност метода, модела и феномена нелинеране динамике у описивању процеса транспорта материје у различитим системима у природи. Сви ти процеси се могу генерално посматрати као процеси преноса енергије, супстанције, информација кроз различите системе у природи - биолошке, фотонске системе, кроз атмосферу, флуиде итд.

### 2.1 Микротубуле

МТ су важан део цитоскелета (структуре ћелија) и састоје се од протеина – тубулина. МТ су облика дугачких, шупљих ваљака унутрашњег пречника око 15 *nm*, а спољашњег око 25 *nm* [18]. Налазе се између једра и ћелијске мембране. Ред величине дужине МТ је од микрометра до милиметра. Најдуже МТ постоје у нервним ћелијама.

На попречном пресеку МТ се уочава цилиндрични 'зид' изграђен од 13 протофиламената (ПФ) састављених од низова протеина типа димера тубулина који се

пружају спирално по ваљкастом телу МТ. Димери су начињени од  $\alpha$  и  $\beta$  тубулина, слика 2.1. Сваки од димера је електрични дипол чија лонгитудинална компонента електричног диполног момента износи  $p = 1,13 \times 10^{-27} \text{ Cm}$ . Димери су елипсастог облика дужине  $l = 8 \text{ nm}$  и ширине  $d \approx 4 \text{ nm}$  (слика 2.1), [19-24] и имају шест степени слободе, три угаона, и три транслаторна. Детаљан преглед МТ дат је у литератури [25, 26].



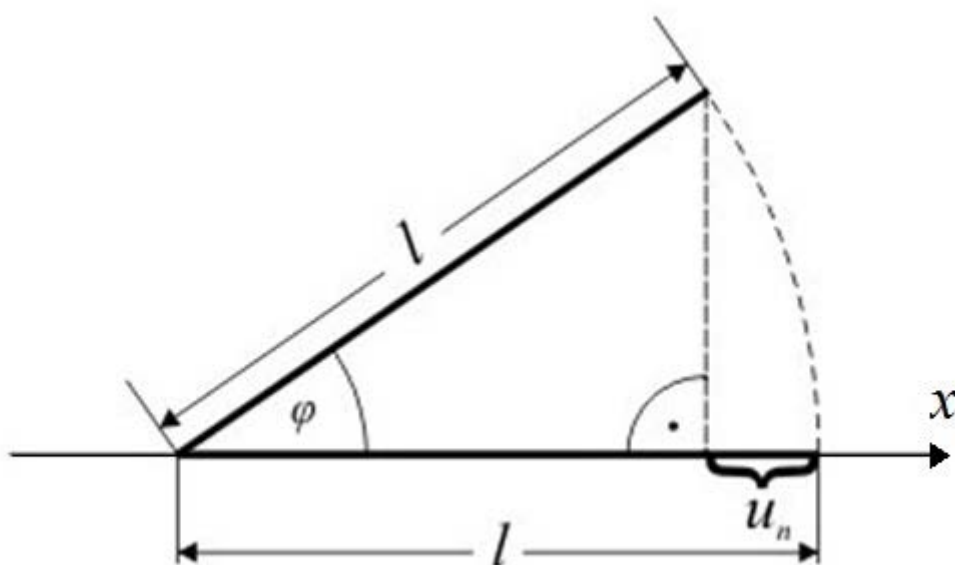
Слика 2.1 Структура МТ [12].

Преко МТ се обавља транспорт везикула и митохондрија до различитих делова ћелија у коме активну улогу протеини кинезин и динеин [27]. МТ су такође битне за пренос јона кроз зидове ћелија, нпр.  $\text{Ca}_2^+$  и  $\text{Mg}_2^+$  јона, што је детаљније разматран у раду [28]. Математички модели транспорта у који су укључене МТ су базирани на нелинеарним парцијалним или обичним диференцијалним једначинама [23, 29, 30]. У наставку је направљен осврт на један од тих модела с циљем да се илуструје настанак локализованих структура у биолошким системима.

## 2.2 Лонгитудинални $u$ -модел микротубула

У овом поглављу биће описан  $u$ -модел транспорта супстанције кроз ћелијске мембране у који су укључене МТ и илустрована основна својства и динамика локализованих структура формираних у МТ типа кинк солитона који се том приликом формирају. У  $u$ -моделу МТ се описује системом нелинеарних диференцијално-диференцијалних једначина са једним степеном слободе дуж осе МТ - лонгитудинални модел. Модалне једначине се могу извести дефинисањем хамилтонијана посматраног система МТ.

Лонгитудинални  $u$ -модел, заправо описује лонгитудинално премештање елемената МТ - димера до положаја коме се придружује индекс  $n$ , а померај се означава са  $u_n$  [30]. Према  $u$ -моделу, димер ротира у равни нормалној на изабрани лонгитудинални правац, а координата на позицији  $n$  представља пројекцију врха осе димера у правцу ПФ (у правцу  $x$  осе), слика 2.2 [30].



Слика 2.2 Шематски приказ лонгитудиналне координате  $u_n$ .

Наведени модел заснован је на чињеници да је интеракција између суседних димера који припадају истом ПФ много јача од интеракције између димера који припадају суседним ПФ [31, 32].

Хамилтонијан за један ПФ је представљен изразом:

$$H = \sum_n \left[ \frac{m}{2} \dot{u}_n^2 + \frac{k}{2} (u_{n+1} - u_n)^2 - qEu_n + V(u_n) \right], \quad (2.1)$$

где је  $\dot{u}_n$  први извод лонгитудиналног помераја по времену на позицији  $n$  и представља први момент кретања – аналогон брзине,  $m$  је маса димера и  $k$  је константа везе између суседних димера [27]. Прва три члана у хамилтонијану представљају кинетичку енергију димера, потенцијалну енергију хемијске интеракције између суседних димера и потенцијалну енергију електричног дипола која потиче од електричног поља свих осталих димера МТ, респективно. Са  $E$  је означена амплитуда јачине електричног поља на позицији  $n$ , док  $q$  представља наелектрисање у оквиру дипола. Последњи члан у једначини представља комбиновани потенцијал димера који припадају истом ПФ [30].

Ефекат околних димера на дипол на одређеној позицији  $n$  може бити моделован потенцијалом типа двоструке јаме  $V_d(u_n) = -\frac{1}{2}Au_n^2 + \frac{1}{4}Bu_n^4$  ( $A$  и  $B$  су позитивни параметри који зависе од карактеристика димера и средине у којој се ПФ налази). Као електрични дипол, димеру у електричном пољу се приписује додатна потенцијална енергија  $V_{el}(u_n) = -Cu_n$ , где је  $C = qE$ . Овде се узима да је  $q > 0$  и  $E > 0$ . Укупни комбиновани потенцијал може се представити изразом:

$$V(u_n) = -Cu_n - \frac{1}{2}Au_n^2 + \frac{1}{4}Bu_n^4, \quad (2.2)$$

Овакав тип потенцијала се среће и при разматрању различитих фотоелектричних система [33, 34, 35]. Први члан у потенцијалу у једначини (2.2) описује хемијску везу између суседних тубулина димера. Овај потенцијал зависи од лонгитудиналног померања компоненте  $u_n$  димера дуж осе МТ.

Из хамилтонијана се могу извести динамичке једначине за МТ након дефинисања канонско коњугованих координата за елементарни (посматрани) димер – положаја и канонског момента (импулса  $p_n = m \frac{du_n}{dt}$ ). Овде су то  $u_n$  и  $\frac{du_n}{dt}$ .

Након једноставних трансформација из хамилтонових једначина:

$$\begin{aligned}\frac{du_n}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial \dot{p}_n} \\ \frac{dp_n}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial u_n}\end{aligned}\tag{2.3}$$

добија се систем еволуционих једначина за МТ:

$$m\ddot{u}_n - k(u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n) - qE - Au_n + Bu_n^3 + \gamma\dot{u}_n = 0.\tag{2.4}$$

Систем (2.4) је формиран од диференчно – диференцијалних једначина другог реда. Последњи члан  $f = -\gamma\dot{u}$  је интензитет силе вискозности која делује на димер, а  $\gamma$  је коефицијент вискозности [30]. Коришћењем континуалне апроксимације  $u_n(t) \rightarrow u(x, t)$  и развоја [29]:

$$u_{n\pm 1} \rightarrow u \pm \frac{\partial u}{\partial x}l + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}l^2,\tag{2.5}$$

једначина (2.4) се може трансформисати у:

$$m\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - kl^2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - qE - Au + Bu^3 + \gamma\frac{\partial u}{\partial t} = 0.\tag{2.6}$$

Једначина (2.6) је нелинеарна парцијална диференцијална једначина (НДЈ).

Преласком на координатни систем везан за димер, односно увођењем нове променљиве:

$$\xi = kx - \omega t,\tag{2.7}$$

где је  $k$  таласни број а  $\omega$  учестаност, прелази се са парцијалне на обичну диференцијалну ј-ну (ОДС). Након увођења бездимензионе функције  $\psi$  која се придружује померају димера:

$$u = \sqrt{\frac{A}{B}}\psi,\tag{2.8}$$

једначина (2.6) постаје једначина типа континуалне нелинеарне Шредингерове ј-не (НШЈ) с Керовом нелинеарношћу:

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} - \frac{\rho}{\alpha} \frac{d\psi}{d\xi} + \frac{1}{\alpha} (\psi^3 - \psi) = \frac{\sigma}{\alpha}. \quad (2.9)$$

НШЈ се среће при описивању разноврсних феномена у физици чврстог стања, нелинеарној оптици, физици плазме, нелинеарној акустици, нелинеарној биофизици [36]. Континуална кубна НШЈ је интегрална и може се решити применом методе инверзног расејања [37, 99]. Поред различитих периодичних решења најважније је поменути локализована солитонска решења различитих типова – солитони са једним пиком (звонасти солитони), кинк солитони, модулисани солитони, Перегринови и Ма солитони, бридери [38]. У контексту МТ добијена су различита солитонска решења типа солитонског таласа, заправо, локализованог таласног пакета који се константном брзином простире кроз МТ не мењајући свој облик [39]. Најзначајнији су кинк и антикинк солитонски таласи јер најприближније описују трансформације ланаца ПФ тј. МТ [23]. Овде ће бити прокоментарисани кинк солитони.

Параметри у ј-ни (2.9) су директно везани са својствима МТ:

$$\alpha = \frac{m\omega^2 - kl^2k^2}{A},$$

$$\sigma = \frac{qE}{A\sqrt{\frac{A}{B}}}, \quad (2.10)$$

$$\rho = \frac{\gamma\omega}{A}.$$

Хемијске везе између димера у оквиру ПФ су типа водоничне везе што значи да је вредност параметра  $k$  у ј-ни (2.1) веома мала. Параметар  $\sigma$  сразмеран је електричном пољу,  $\gamma$  је коефицијент вискозности, а параметар  $\rho$  је сразмеран вискозности. Параметар  $\alpha$  својим знаком одређује тип локализоване структуре у МТ систему, што је директно везано са типом биолошког процеса који се тада одвија у ћелијама [40]. Локализована решења се могу добити директним решавањем НШЈ и овај прилаз је стандардизован у теорији спергнутих осцилатора [41].



Комбиновани потенцијал (2.2) се може представити у облику

$$V(\psi) = \frac{A^2}{B} f(\psi), \quad (2.11)$$

$$f(\psi) = -\sigma\psi - \frac{1}{2}\psi^2 + \frac{1}{4}\psi^4. \quad (2.12)$$

Функција  $f(\psi)$  је приказана на слици 2.3 за две вредности параметра  $\sigma$ . За проналажење вредности  $\psi$  за које  $f(\psi)$  достиже максимум и минимум (леви и десни) треба решити следећу једначину:

$$f(\psi)' = \psi^3 - \psi - \sigma. \quad (2.13)$$

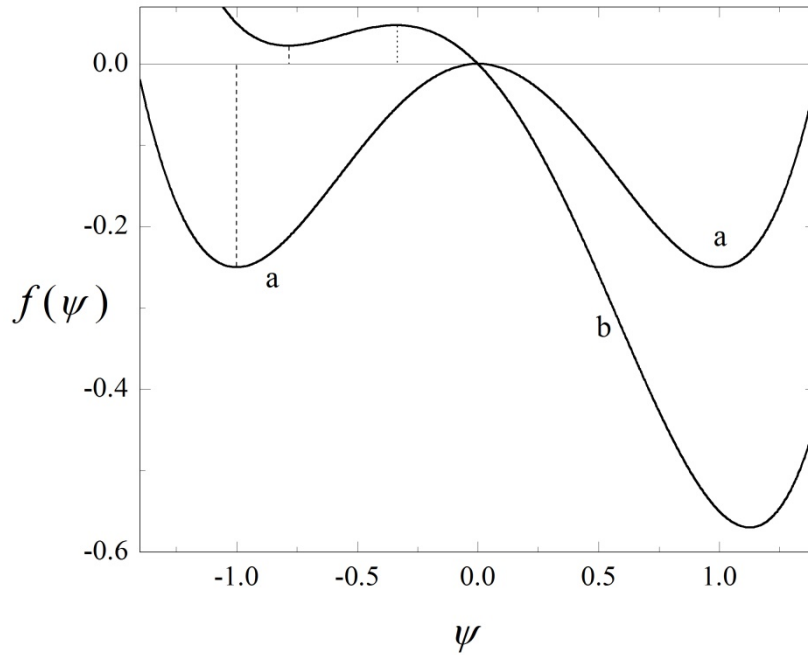
Функција  $\psi$  која екстремизује (2.13) се треба одредити, а решења показују карактеристике динамике локализованих структура у МТ. Као резултат израчунавања које је детаљно изложено у раду [27] добијена су решења једначине (2.13)

$$\begin{aligned} \psi_R &= \frac{2}{\sqrt{3}} \cos F, \\ \psi_M &= \frac{1}{\sqrt{3}} (-\cos F + \sqrt{3} \sin F), \\ \psi_L &= -\frac{1}{\sqrt{3}} (\cos F + \sqrt{3} \sin F), \end{aligned} \quad (2.14)$$

где је

$$F = \frac{1}{3} \arccos \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right) \quad (2.15)$$

Функције  $\psi_R$  и  $\psi_L$  одговарају десном и левом минимуму функције са слике 2.3, а  $\psi_M$  одговара максимуму функције  $f(\psi)$ . Критична вредност параметра  $\sigma$  је процењена на  $\sigma_0 = 2/(3\sqrt{3})$ .



Слика 2.3 Приказ функције  $f(\psi)$  за: (а)  $\sigma = 0$  и (б)  $\sigma = 0.3$  [27].

Поред овог приступа налажења локализованих решења треба поменути и модификовану методу проширене тангенс функције [27], која је заснована на претпоставци да је решење једначине (2.9) облика хиперболичке тангенс функције. Аналитички резултати који су добијени методом факторизације представљени су у радовима [29, 42]. Овде ће укратко бити престављени резултати нумеричког приступа налажења локализованих структура за МТ у оквирима поменутог модела. Та решења ће се упоредити са аналитичким.

Први корак приликом поступка факторизације је елиминисање константног члана у једначини (2.9) увођењем нове функције  $\Phi$ :

$$\psi(\xi) = \Phi(\xi) + \delta, \quad (2.16)$$

где је  $\delta$  константа.

Ј-на (2.9) се трансформише овом сменом у:

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} - \frac{\rho}{\alpha} \frac{d\Phi}{d\xi} + \frac{1}{\alpha} P(\Phi) = 0. \quad (2.17)$$

где је  $P(\Phi)$  полином:

$$P(\Phi) = \frac{1}{\alpha} \Phi(\Phi^2 + 3\delta\Phi + 3\delta^2 - 1). \quad (2.18)$$

Применом методе факторизације добијају се три аналитичка решења  $\psi_1$ ,  $\psi_2$  и  $\psi_3$ . Прво решење је облика [29]:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1 &= \psi_R + \frac{(\psi_M - \psi_R)\exp(\chi_1\xi)}{1 + \exp(\chi_1\xi)} \\ \chi_1 &= -\frac{3\psi_L(\psi_R - \psi_M)}{2\rho} \end{aligned} \right\} \quad (2.19)$$

Асимптотске вредности функције  $\psi_1$  за  $\chi_1 > 0$  су:

$$\psi_1(-\infty) = \psi_R, \quad \psi_1(+\infty) = \psi_M, \quad (2.20)$$

што значи да решење  $\psi_1$  описује прелаз од десног минимума до максимума у изразу (2.20) за потенцијал (2.11) и (2.12) (слика 2.3).

Друго и треће решење су:

$$\left. \begin{aligned} \psi_2 &= \psi_R + \frac{(\psi_L - \psi_R)\exp(\chi_2\xi)}{1 + \exp(\chi_2\xi)} \\ \chi_2 &= -\frac{3\psi_M(\psi_R - \psi_L)}{2\rho} \end{aligned} \right\} \quad (2.21)$$

и

$$\left. \begin{aligned} \psi_3 &= \psi_M + \frac{(\psi_L - \psi_M)\exp(\chi_3\xi)}{1 + \exp(\chi_3\xi)} \\ \chi_3 &= -\frac{3\psi_R(\psi_M - \psi_L)}{2\rho} \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

Решења функције  $\psi_2$  се добијају за  $\delta = \psi_L$  или  $\delta = \psi_R$ , док се за  $\delta = \psi_M$  и  $\delta = \psi_L$  добијају решења за функцију  $\psi_3$ .

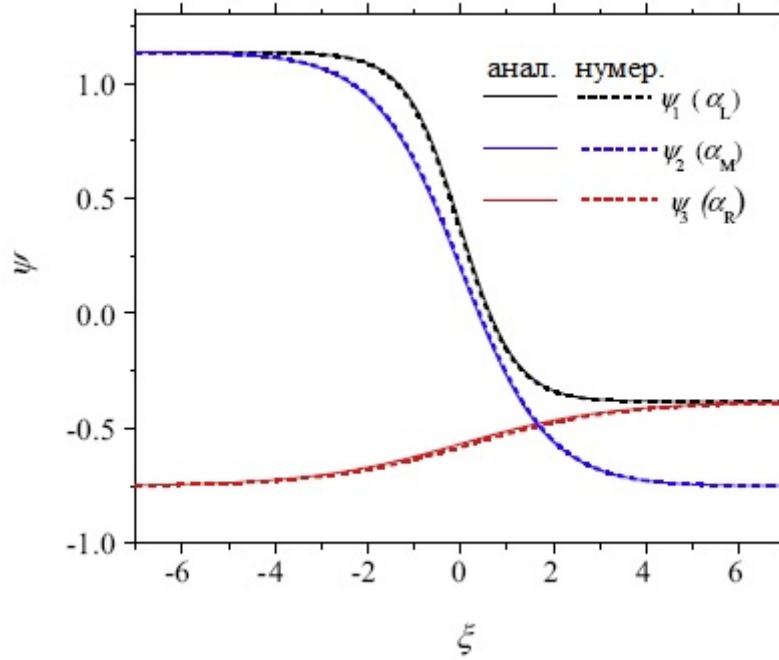
Одговарајуће асимптотске вредности су:

$$\psi_2(-\infty) = \psi_R, \quad \psi_2(+\infty) = \psi_L, \quad (2.23)$$

и

$$\psi_3(-\infty) = \psi_L, \quad \psi_3(+\infty) = \psi_M. \quad (2.24)$$

Сва три решења приказана су на слици 2.4 за  $\sigma = 0.85\sigma_0$  и  $\rho = 1$ , заједно са кинк солитонима добијеним нумеричким решавањем ј-не (2.17) за наведени скуп парметара.



**Слика 2.4** Приказ решења функције  $\psi$  у зависности од  $\xi$ . Аналитички и нумерички добијена решења за  $\psi_1, \psi_2$  и  $\psi_3$  за  $\sigma_0 = 0.85$  и  $\rho = 1$ , представљени су пуним и испрекиданим линијама, респективно.

Вредности параметара  $\alpha$  су:  $\alpha_R = -2\rho^2/(9\psi_R^2)$ ,  $\alpha_M = -2\rho^2/(9\psi_M^2)$ ,  $\alpha_L = -2\rho^2/(9\psi_L^2)$  [29].

Нумеричка анализа проблема је базирана на релаксационој методи за решавање нелинераних алгебарских једначина, а реализована је применом методе Рунге-Кута шестог реда [38]. Пре примене Рунге-Кута методе обична диференцијална једначина другог реда (2.9) трансформисана је у систем две диференцијалне једначине првог реда и при томе су уведене две нове променљиве  $Y(\xi) = \psi(\xi)$ ,  $Z(\xi) = \frac{dY(\xi)}{d\xi}$ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{dY}{d\xi} &= Z \\ \frac{dZ}{d\xi} &= \frac{\rho}{\alpha} Y - \frac{1}{\alpha} (Y^3 - Y) + \frac{\sigma}{\alpha} \end{aligned} \right\} \quad (2.25)$$

Избор почетних услова за систем (2.25) је вођен решењима за екстремуме потенцијала (2.11) и (2.12). Конкретно, вредности  $Y$  су изабране у складу са аналитичким проценама и дате су једначинама (2.21), (2.23) и (2.24), док су вредности  $Z$  одабране да обухвате сва три случаја решења. Коначно, систем (2.25) је решаван применом Рунге-Кута нумеричке процедуре подешавањем величине временских корака тако да се добије добра конвергенција решења [40].

Циљ овог кратког осврта на нелинеарну динамику тубулин димера у ПФ код МТ је приказ како се процеси у различитим физичким системима, нпр. у билошким системима и фотнским решеткама, могу феноменолошки свести на исте математичке моделе и описати истим алатима. Тако је појава и простирање кинк солитона кроз МТ одговорна за пренос енергије кроз ћелијске мембране, док ће у наредним главама бити описано како се посредством локализованих структура типа бридера остварује пренос светлости кроз делове оптичких решетки.

## ФОТОНСКЕ

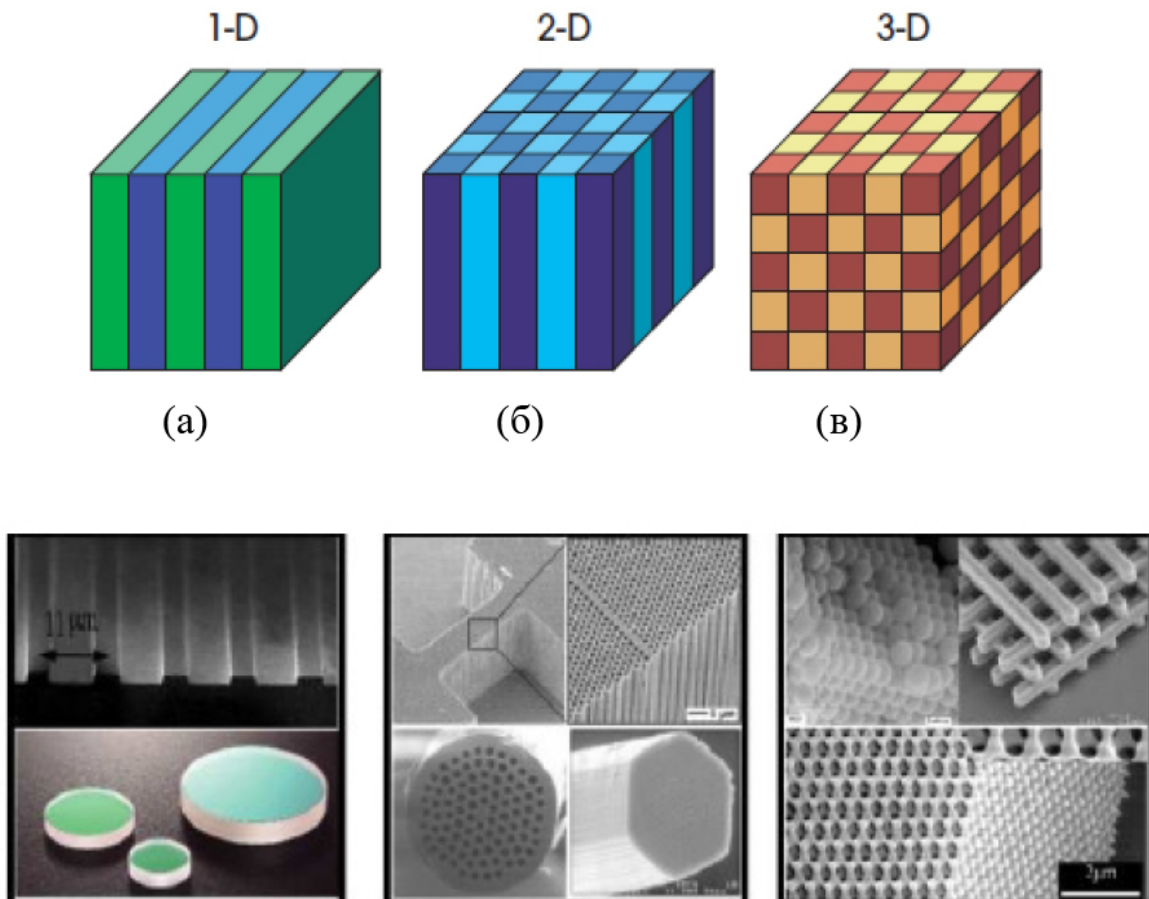
## РЕШЕТКЕ

У овој глави су изложени основни појмови који се тичу ФР, начина њиховог функционисања, као и њихова примена у области оптике. После тога биће објашњен појам периодичности у ФР, као и утицај периодичности на енергијски спектар система.

### **3.1 Периодични фотонски системи**

ФР су периодичне структуре таласовода кроз које је могуће контролисати простирање светлосног снопа променом параметара система, као што су индекс преламања и период решетке. ФР су окарактерисане периодичном променом диелектричне константе  $\epsilon_r$ , тј. индекса преламања. Због својих својстава и структуре оне представљају погодне системе за испитивање особина таласа у периодичним системима [43], као и за визуализацију разних ефеката као што су Блохове осцилације [44, 45], дискретна дифракција [46], Андерсонова локализација [47, 48], Фано резонанце, итд. [7, 9]. У ФР различити дефекти могу настати у процесу њихове израде. Ови дефекти нарушавају периодичност система, али у исто време омогућавају постојање и простирање различитих врста стабилних и локализованих мода при убацивању у ФР снопа светлости [49-54].

ФР су сачињене од система паралелних оптичких таласовода који се налазе на таквом растојању да је омогућено слабо (линеарно) спрезање суседних таласовода [55, 56]. ФР могу бити 1Д, 2Д и 3Д у зависности од тога да ли се диелектрична константа мења у једном, два или три независна правца (слика 3.1).



Слика 3.1 Шематски приказ 1Д, 2Д и 3Д решетке (ред горе) са одговарајућим микроструктурама (ред доле). Промена индекса преламања у ФР је представљена различитим бојама [1].

Прва истраживања простирања таласа у периодичној средини вршио је Лорд Рејли (Rayleigh) 1887. године [57, 58]. Користио је слојевите структуре код којих се индекс преламања појединих слојева мало разликовао. Када снап светлости пада на овакав оптички систем може бити делимично рефлектован од сваког слоја уколико су испуњени одговарајући услови. Вишеструко рефлектовани упадни снап интерферира деструктивно са светлосним таласом који долази из супротног смера у односу на смер простирања упадног снопа.

На овај начин се утиче на простирање светлости кроз систем, тј. простирање упадног таласа је онемогућено и при томе се у енергијском спектру решетке формира забрањена зона. Како се повећава упадни угао светлости, забрањена зона се смањује, рефлексивност система опада и на тај начин се може управљати светлошћу. Тако је добијена прва 1Д ФР. Карактеристике 1Д ФР су периодична промена индекса преламања у трансверзалном правцу у односу на правац простирања светлости, као и формирање одговарајућег зонског спектра. На слици 3.1 (а) је дат шематски приказ 1Д ФР.

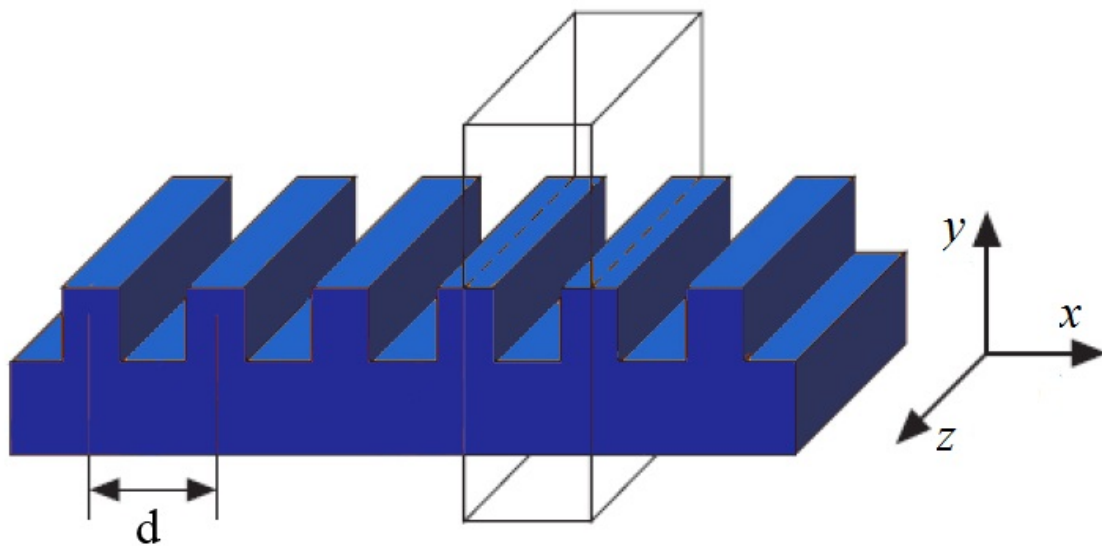
Типични представници оваквих решетки су Брагови (Bragg) рефлектори [59], диелектрична огледала итд. [60]. За разлику од 1Д ФР, код 2Д постоји периодична промена индекса преламања у оба трансверзална правца, а у правцу простирања светлости (лонгитудинални правац) индекс преламања средине се не мења (слика 3.1 (б)). Представници 2Д ФР су ФР формиране од оптичких влакана [61].

Код 3Д структура, простирање светлости је контролисано у сва три правца, слика 3.1 (в). Један од примера оваквих решетки је Јаблоновит (Yablonovite) систем [62]. Простирање светлости било које поларизације, при било ком упадном углу се може контролисати код 2Д и 3Д ФР. Производња вишедимензионалних фотонских система је сложен и захтеван процес. Један од проблема при реализацији 2Д структура јесте одржавање светлости у равни, па се овакве решетки слабије производе и употребљавају. С друге стране, производња 1Д ФР не захтева компликован процес израде, а највећи део експеримената се изводи на собној температури. Из ових разлога, 1Д ФР се најчешће производе и примењују у комерцијалне сврхе.



### 3.2 Зонска структура

Хомогена средина је окарактерисана континуалном трансляционом симетријом, док се ФР одликују дискретном трансляционом симетријом. При трансляцији (померању дуж решетке у правцу промене индекса преламања) за целобројни износ величине основног периода решетке (елемента решетке) особине структуре се не мењају. Период решетке је заправо период промене индекса преламања. Пример овакве 1Д ФР приказан је на слици 3.2.



**Слика 3.2** Шематски приказ 1Д решетке са дискретном трансляционом симетријом. Период решетке  $d$  представља ширину основног елемента у структури [3].

На слици 3.2 се може видети да у  $y$  и  $z$  правцу постоји континуална трансляциона симетрија, док у  $x$  правцу постоји дискретна трансляциона симетрија. Период решетке је означен са  $d$ . Услед постојања дискретне трансляционе симетрије, читава структура се може описати периодичним понављањем једног елемента структуре. Периодичност доприноси стварању зонског спектра структуре са дозвољеним и забрањеним енергијским зонама. Простирање светлосног таласа је дозвољено кроз 1Д ФР уколико му је придружена енергија која припада дозвољеној зони у енергијском спектру. Ширина и положаји дозвољених и забрањених зона зависе од структурних параметара решетке.

Формирање зонске структуре код ФР у многа подсећа на смењивање дозвољених и забрањених енергијских стања за електроне у кристалним решеткама. Шредингеровом једначином је описано кретање електрона кроз полупроводник, док се за описивање простирања светлости у ФР примењује параксијала временски независна Хелмхолцова једначина [63]:

$$i \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k_0 n_0 n(x) E = 0, \quad (3.1)$$

где  $E$  представља амплитуду електричног поља светлосног снопа,  $k_0 = 2\pi n_0 / \lambda_0$  - таласни број,  $n_0$  је индекс преламања супстрата, док је са  $\lambda_0$  означена таласна дужина упадне светлости у вакууму. Први члан у једначини описује простирање светлости у  $z$  правцу у ФР (тзв. пропациона координата), док други члан описује ефекат дифракције у трансверзалном правцу у решетки.

Како је индекс преламања модулисан само у  $x$  правцу, компонента вектора електричног поља се може приказати у облику производа:

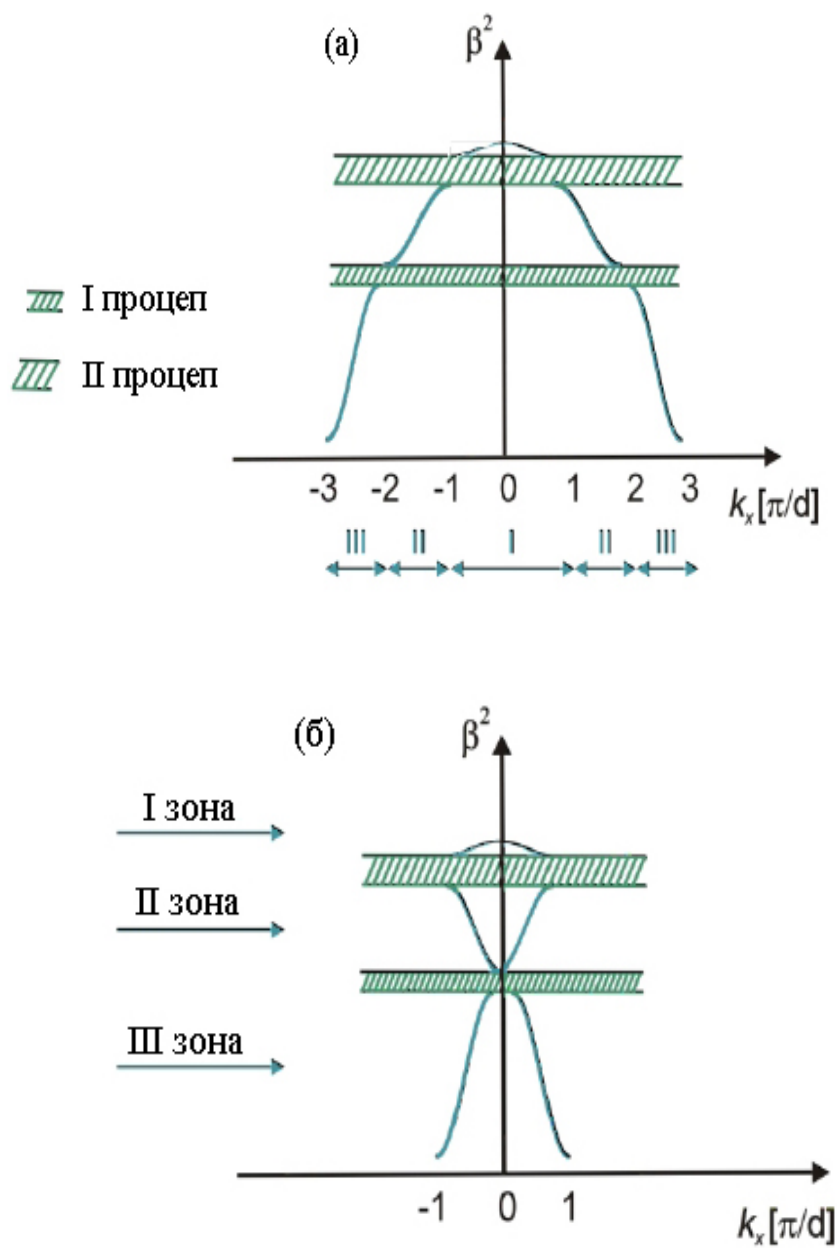
$$E(x, z) = E_0(x) e^{i\beta z}, \quad (3.2)$$

где је  $\beta$  пропациона константа светлости. Пропагациона константа, или константа простирања, представља компоненту таласног вектора у  $z$  правцу, тј. у правцу простирања светлости.  $E_0(x)$  представља компоненту електричног поља у  $x$  правцу и може се представити у облику Блоховог таласа:

$$E_0(x) = u(x) e^{ik_x x}, \quad (3.3)$$

где је  $u(x) = u(x + d)$ . Уврштавањем израза (3.2) и (3.3) у (3.1) и решавањем те једначине добија се Блохова таласна функција.

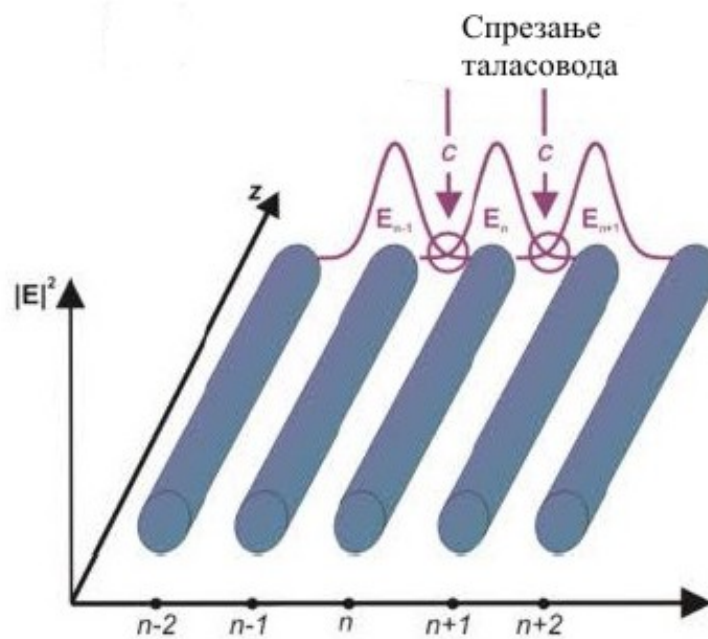
На слици 3.3 је приказан изглед зонске структуре решетки таласовода. Процепи који се уочавају на слици 3.3 су последица унутрашње рефлексije светлости на граничним површинама елемената ФР. Одабраним избором параметара решетки директно се утиче на изглед зонске структуре, број дозвољених зона и процепа, као и на њихову величину.



Слика 3.3 Приказ зонске структуре решетке таласовода са дискретном трансляционом симетријом. Појава процепа у зонској структури (а), зонска структура је преликана у прву Брилуенову зону (б),  $\beta$  представља пропациону константу, а  $k_x$  трансверзалну компоненту таласног вектора [39].

### 3.3 Спрегнути таласоводи

Потпуно аналитичко решење једначине (3.1) није могуће добити у неким случајевима, па се у пракси прибегава њеном апроксимативном решавању. Један од приступа који се примењује је теорија спрегнутих мода (TCM) (*Coupled Mode Theory*) [56, 64]. Ова теорија се заснива на томе да се постојање низа таласовода, односно периодичност структуре, посматра као слаба пертурбација у систему која спреже нормалне моде таласовода посматране решетке када су изоловани међусобно. Таласоводи се налазе на таквим растојањима да долази до значајнијег спрезања само најближих суседа (слика 3.4), тако да на простирање светлости утичу само најближи суседи (таласоводи) – тзв. апроксимација јаке везе (*Tight Binding Aproximation*) [65, 66].



**Слика 3.4** Шематски приказ система спрегнутих таласовода. Спрезање је шематски илустровано преклапањем репова расподеле јачина електричног поља нормалних мода које би се простирале кроз изоловане таласоводе ФР.  $C$  је константа спрезања [39].

TCM описује простирање таласа кроз решетку састављену од нелинеарних таласовода паралелно постављених на подједнаком растојању један од другог и заснива

се на представљању укупног оптичког поља преко суме слабо спрегнутих мода које су побуђене на елементима решетке.

Математички се простирање светлости кроз униформни низ таласовода може описати системом међусобно спрегнутих линеарних диференцно-диференцијалних једначина у линеарном режиму [55, 67]:

$$i \frac{dE_n}{dz} + \beta E_n + C(E_{n-1} + E_{n+1}) = 0, \quad (3.4)$$

где  $E_n$  представља комплексну амплитуду електричног поља у  $n$  – том таласоводу,  $\beta$  је пропагациона константа посматране моде у лонгитудиналном правцу, тј.  $z$  правцу, а  $C$  – представља константу спрезања којом је описано спрезање два суседна таласовода и која зависи од таласне дужине упадне светлости.

Ако се претпостави да је светлосни сноп бесконачни равански талас којим се побуђује основна мода у сваком таласоводу, тада се израз за равански талас записује у следећем облику:

$$E_n = E_0 \exp[i(nk_x d + \beta z)] \quad (3.5)$$

У том случају је могуће одредити дисперзиону релацију прве зоне зонског спектра, због наведене претпоставке да се у таласоводима простире основна мода. У једначини (3.5)  $d$  представља период решетке, тј. растојање центара два суседна таласовода, а  $k_x$  трансверзални таласни вектор који описује фазу.

Убацавањем израза (3.5) у једначину (3.4) долази се до дисперзионе релације у дискретним системима [55]:

$$\beta = \beta_0 + 2C \cos(k_x d) \quad (3.6)$$

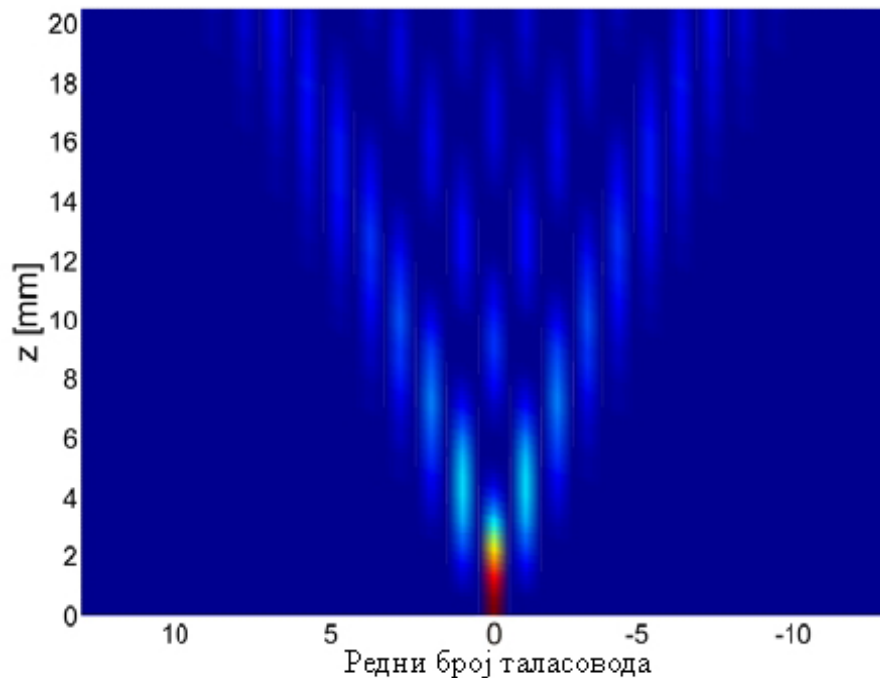
где  $\beta_0$  представља пропагациону константу у појединачном таласоводу.

Применом ТСМ не добија се комплетан зонски спектар, зато што се занемарује утицај виших зона на решење таласне једначине, па се ова теорија примењује само у анализи простирања светлости у оквиру прве дозвољене зоне. Међутим, ова теорија даје јаснији увид у природу простирања светлости кроз ФР [56].

1Д ФР у линеарном режиму имају специфичан утицај на простирање светлости који се огледа у појави дискретне дифракције. Дифракција у континуалним срединама се

објашњава као ефекат који доводи до ширења профила оптичког поља приликом простирања кроз неку средину. Настаје као последица постојања градијента у акумулацији фазе појединачних мода побуђених светлосним снопом.

Светлосни снап, чија је ширина сразмерна ширини таласовода, шири се у трансверзалном правцу. Удаљавајући се од побуђених таласовода светлост бива сконцентрисана дуж бокова. Овакво ширење светлости кроз таласоводе познато је као дискретна дифракција (слика 3.5) [39, 68]. Такво понашање светлосног снопа је у потпуности супротно ситуацији која се јавља у континуалним системима где је највећи део светлости сконцентрисан око центра снопа.



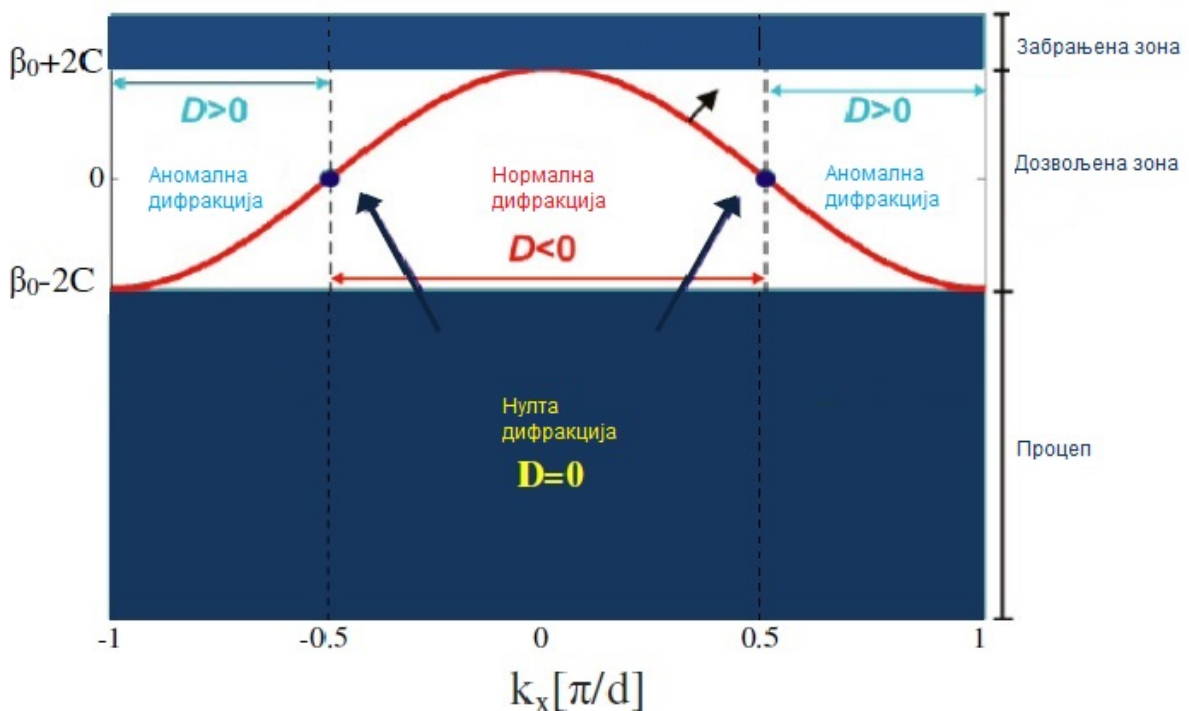
Слика 3.5 Дискретна дифракција у униформној решетки таласовода [39].

Тунеловање светлости између таласовода, тј. ширење светлосног снопа може се описати коефицијентом дифракције [55]:

$$D = \frac{\partial^2 \beta}{\partial k_x^2} = -2Cd^2 \cos(k_x d) \quad (3.7)$$

Зонски спектар и дифракција у ФР зависе од параметара решетке (периода решетке, трансверзалног таласног вектора, упадног угла и индекса преламања). У решетки таласовода се поред области с нормалном дифракцијом у којој је коефицијент

дифракције негативан ( $|k_x d| < \pi/2$ ) може приметити и област аномалне дифракције за коју је овај параметар позитиван  $\pi/2 < |k_x d| < \pi$  (слика 3.6). У случају када је коефицијент дифракције једнак нули ( $|k_x d| = \pi/2$ ) постоји одсуство дифракције, тј. нема промене у профили поља током простирања снопа светлости кроз решетку, као што је приказано на слици 3.6 [69-72]. Знак дифракције могуће је мењати убацивањем светлости у структуру под различитим углом или променом константе спрезања између таласовода.



Слика 3.6 Дифракциона крива у случају периодичне ФР [39].

### 3.4 Нелинеарност у фотонским решеткама

Значајан напредак је постигнут у области оптике након укључивања нелинеарности у ФР [72, 73]. Нелинеарност је последица интеракције светлости са конституентима средине кроз коју се она простире и један је од узрока локализације светлости. Енрико Ферми (Enrico Fermi), Џон Паста (John Pasta) и Станислав Улам (Stanislaw Ulam) истраживали су нелинеарне феномене у периодичним срединама на тек створеном компјутеру MANIAC I у Лос Аламосу 1953. године [74]. Циљ ових истраживања је био да се анализира динамика таласа у периодичним ланцима атома који су под утицајем нелинеарности међусобно спрегнути [72]. Уместо очекиваног понашања система - да ће нелинеарност утицати на прераспodelу енергије између побуђених мода, експеримент је показао постојање малог броја мода који су учествовали у динамици система.

Нелинеарност у ФР је допринела развоју оптичких комуникација. Одзив материјала (индекса преламања) постаје нелинеаран са повећањем интензитета светлости. Бројни феномени се могу уочити код ФР са нелинеарним карактеристикама: самозаробљавање светлости, модулациона нестабилност, итд.

Интересовање за нелинеарна оптичка својства материјала појавило се 1960. године са открићем ласера. Материјали с Керовом нелинеарношћу одликују се индексом преламања чији је нелинеарни део функција интензитета упадне светлости и може се написати у облику:

$$n_{Kerr} = n_0 + n_2|E|^2 \propto n_0 + n_2I, \quad (3.8)$$

где  $n_0$  представља линеарни део индекса преламања средине,  $n_2|E|^2$  означава нелинеарни део индекса преламања, где је  $n_2$  Керов коефицијент и  $E$  амплитуда електричног поља. Промена индекса преламања  $\Delta n_{Kerr} \propto I$  сразмерна је интензитету упадне светлости  $I$  услед чега долази до промене оптичких својстава средине на месту где се простире светлост довољно јаког интензитета.

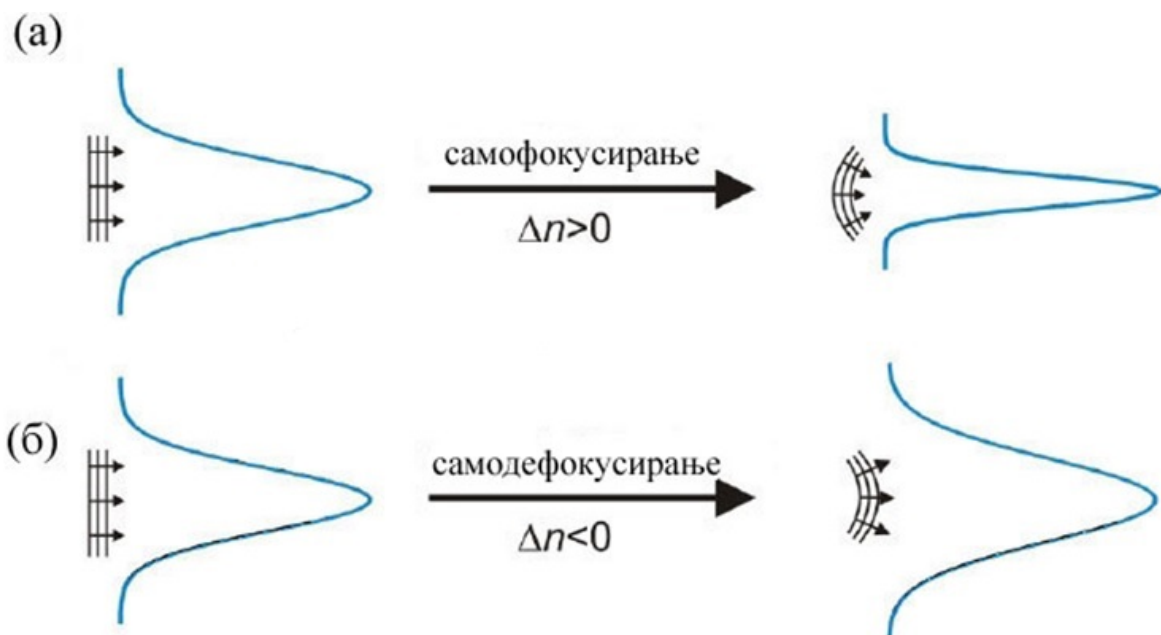
Поред интензитета светлости, битан је и знак промене индекса преламања који је последица расподеле наелектрисања унутар материјала, па самим тим и типа нелинеарности. Када дође до локалног раста индекса преламања, онда је реч о



самофокусирајућој средини ( $\Delta n > 0$ ), док се у случају локалног смањења индекса преламања ради о самодефокусирајућој средини ( $\Delta n < 0$ )[70].

Поменуте средине ће за упадни снап представљати сабирно, односно расипно сочиво, мењајући облик снопа приликом проласка, тј. снап ће се ширити или сужавати што је приказано на слици 3.7.

Присуство нелинеарности у материјалима ће утицати на промену таласног фронта, чинећи га конкавним у самофокусирајућим срединама, односно конвексним у самодефокусирајућим срединама.



Слика 3.7: Утицај нелинеарности на: а) сужавање снопа и б) ширење снопа.

У оба случаја нелинеарност утиче на деформацију фазног фронта [39].

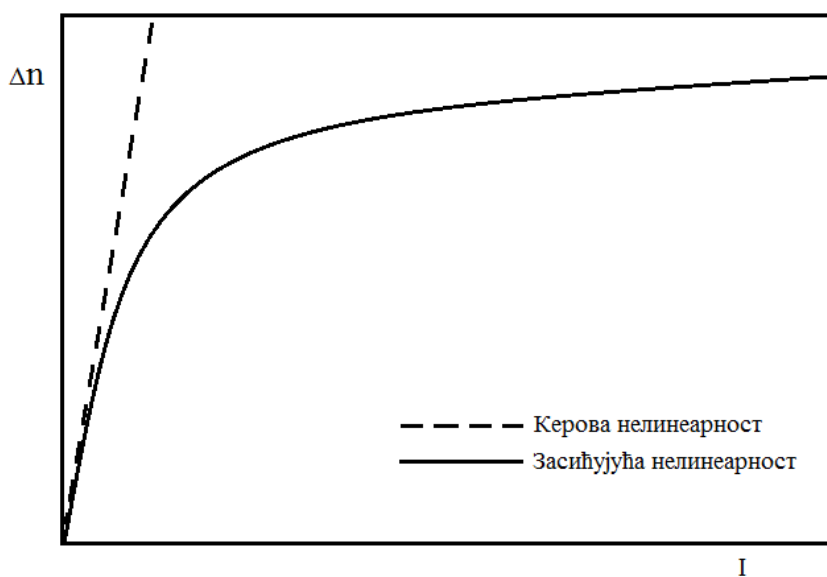
Поменуте нелинеарности су занимљиве за анализу простирања светлосног снопа кроз решетку таласовода. Нелинеарним простирањем кроз овакав систем, светлосни снап се не шири, док у случају линеарног простирања преовлађује ефекат дифракције. Ако је упадни снап јаког интензитета, долази до нелинеарне интеракције између снопа и структурних елемената материјала кроз који се снап простире. Светлост мења карактеристике материјала, а ове промене посредно пак постављају нове услове за простирање снопа свестлости, тако да је резултат, практично самозаробљавање светлосног снопа – снап се простире без дифракције, тј. не шири се.

Поред материјала са Керовом нелинеарношћу чији је одзив на упадну светлост скоро тренутан, битно је поменути и фоторефрактивне материјале код којих се нелинеарност успоставља услед локалне промене индекса преламања проузроковане просторном расподелом интензитета упадне светлости. Код ових материјала одзив средине није тренутан већ постоји одређени временски период успостављања нелинеарности. Нелинеарна зависност индекса преламања од интензитета упадне светлости има засићујући карактер и представљена је следећим изразом:

$$\Delta n = -\Delta n_{max} \frac{I(x)}{I(x) + I_d} \quad (3.9)$$

где  $\Delta n_{max}$  представља максимум промене вредности индекса преламања који је одређен параметрима кристала,  $I(x)$  је модулација интензитета светлости у  $x$  правцу, док је са  $I_d$  означена тамна ирадијанса, параметар материјала сразмеран струји мрака у кристалу. Тамна ирадијанса је параметар материјала сразмеран броју термално генерисаних фотона у неосветљеном материјалу.

Са повећањем интензитета упадне светлости расте апсолутна вредност промене индекса преламања до неке вредности  $\Delta n_{max}$  након чега достиже константну вредност. Због оваквог својства фоторефрактивни материјали се називају материјали са засићујућом нелинеарношћу. Знак "-" указује на самодефокусирајући тип нелинеарности.



Слика 3.8 Приказ зависности промене индекса преламања од интензитета упадне светлости [39].

На слици 3.8 је приказана зависност нелинеарне промене индекса преламања за случај ФР са Керовом и засићујућом нелинеарности. За мале интензитета упадне светлости  $I(x) \ll I_d$ , индекса преламања  $\Delta n$  зависи линеарно од интензитета  $I(x)$ , тако да се за мали интензитет упадне светлости нелинеарни одзив своди на Керову нелинеарност.

Проучавање нелинеарних ефеката у периодичним фотонским структурама привлачи све веће интересовање због многих нових могућности за контролу простирања светлости, управљање и заробљавање светлосног снопа. С друге стране услед, присуства дефеката у кристалној решетки или примеса код полупроводника, долази до нарушења строге периодичности ФР. Показано је да то може бити извор за формирање локализованих структура у оптичким системима [75]. Како фотони не интерагују и кохеренција након расејања фотона се одржава, фотонски системи су се показали погодним за проучавање локализације која је универзални феномен у природи.

Бројна испитивања простирања снопа светлости кроз ФР показала су широк спектар могућности манипулисања њиме [76, 77]. На пример, снап светлости се може трансмитовати и рефлектовати за различите вредности нелинеарности у решеткама, или у присуству ГД, слика 3.9.



Слика 3.9 Приказ ефеката у решетки: (а) трансмисија, (б) рефлексија и (в) трансмисија и рефлексија. Жута линија представља положај дефекта у решетки.

У наставку дисертације у фокусу је простирање светлости кроз ФР са локалном нелинераношћу засићујућег типа и могућност формирања различитих локализованих структура погодном селекцијом параметара у систему.

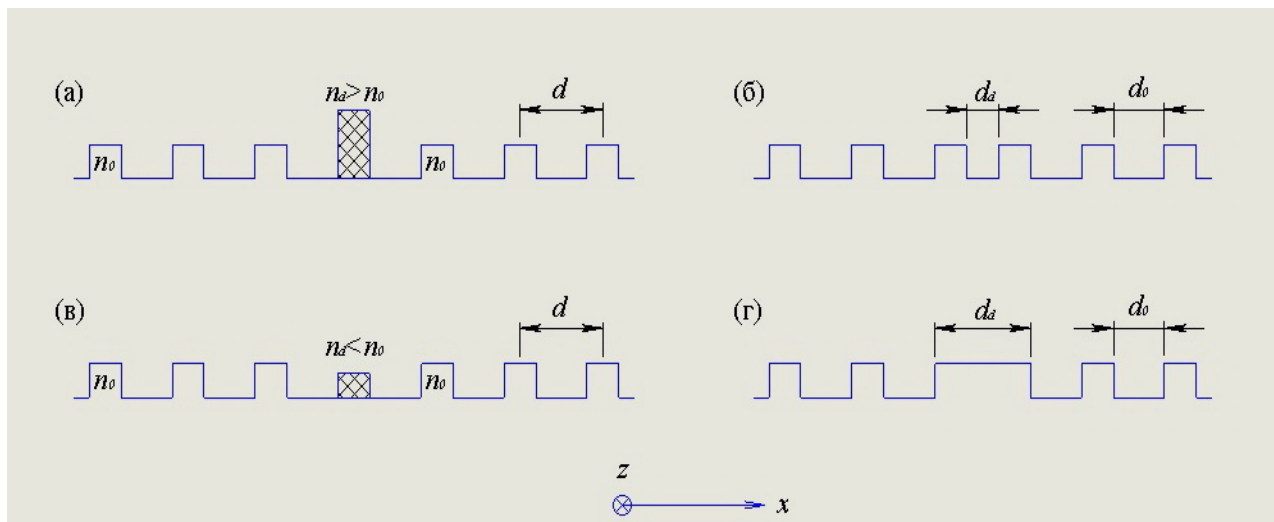
# ПРОСТИРАЊЕ СВЕТЛОСТИ У ФОТОНСКИМ СИСТЕМИМА СА ЛОКАЛНИМ ДЕФЕКТОМ

У овој глави приказана је анализа простирања светлости у различитим типовима ФР које у себи садрже дефект. Модели који се користе при испитивању су: 1Д линеарна решетка са једним НД, две 1Д линеарне решетке са НД и ГД и две 1Д линеарне решетке са ГД.

Дефекти у решеткама таласовода представљају неправилности у периодичности решетки [78]. Услед њиховог постојања, у периодичним структурама долази до нарушавања дискретне трансляционе симетрије коју систем поседује [79]. То узрокује промену у зонском спектру решетки таласовода у виду појаве тзв. “дефектних“ нивоа у процепима зонског спектра. Дефекти у ФР могу се класификовати формално као ГД и НД.

Формирање ГД у ФР може се постићи на следеће начине:

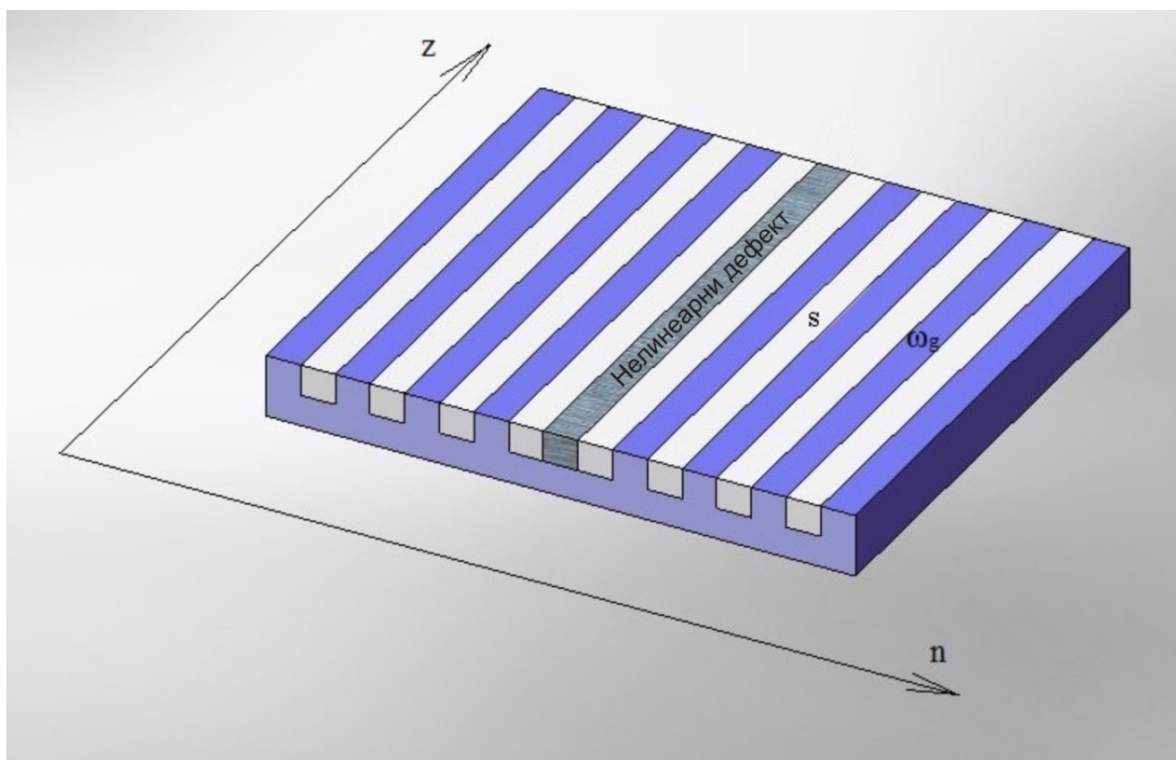
- 1) променом индекса преламања таласовода, као што је приказано на слици 4.1 (а) и 4.1 (в) [55, 73].
- 2) променом растојања између таласовода, као што је приказано на слици 4.1 (б) [50, 80, 81].
- 3) променом ширине таласовода, као што је приказано на слици 4.1 (г) [82-84].



**Слика 4.1** Пример дефекта у решеткама таласовода који је настао: повећањем (а), смањењем (в) индекса преламања једног таласовода у односу на остатак решетке, (б) променом растојања између два таласовода и (г) променом ширине једног таласовода у односу на остале. Ширина дефекта је означена са  $d_d$ . Растојање између таласовода је означено са  $d_0$  и  $d$ . Индекс преламања на дефекту износи  $n_d$ , док је индекс преламања једног таласовода  $n_0$ .

## 4.1 1Д линеарна фотонска решетка са локалним нелинеарним дефектом

У овом одељку ће бити разматране могућности остваривања контролисане потпуне трансмисије и рефлексије локализованог снопа светлости кроз 1Д ФР са једним НД, заправо, једним таласоводом окарактерисаним нелинеарном променом индекса преламања.



Слика 4.2 Шематски приказ линеарне ФР таласовода са једним НД. Ширина таласовода је означена са  $\omega_g$ . Растојање између таласовода је означено са  $s$ .

На слици 4.2 шематски је приказана 1Д линеарна, ФР са локализованим НД. Овде се посматрају решетке направљене на бази  $\text{LiNbO}_3$  који је окарактерисан засићујућом нелинеарношћу. Исти тип нелинеарности се среће и код решетки на бази кристала стронцијум-баријум ниобат (SBN), литијум танталат ( $\text{LiTaO}_3$ ), баријум титанат ( $\text{BaTiO}_3$ ), бизмут силицијум оксид ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ).  $\text{LiNbO}_3$  представља механички и хемијски стабилан

материјал, па је према томе један од основних оптичних материјала у интегрисаној оптици. Употребљава се за брзу електрооптичку модулацију у мрежама оптичких влакана. Овај материјал се, између осталог, примењује у оптичким комуникацијама због високе вредности електрооптичког коефицијента. Погодан је и за производњу таласовода са малим губицима због високе Киријеве (Curie) температуре. НД се у ФР на бази  $\text{LiNbO}_3$  може индуковати допирањем одговарајућег дела решетке примесама од бакра или гвожђа [85].

Простирање светлости у решеткама на бази  $\text{LiNbO}_3$  моделовано је параксијалном временски независном Хелмхолцовом једначином (3.1) [63]. Претпостављено је да таласни пакет придружен светлости има Гаусијански облик. Стационарни профил индекса преламања решетке дат је следећим изразом:

$$n(x) = n_l(x) + n_{nl}(x) = \Delta n G(x) - \frac{1}{2} n_0^2 r E_{pv} \frac{|E|^2}{I_d + |E|^2} \Pi, \quad (4.1)$$

где  $n_l(x)$  представља линеарни део,  $n_{nl}(x)$  локално нелинеарни део индекса преламања,  $G_n(x)$  функцију која описује периодичан низ Гаусијана,  $\Delta n$  је вредност потенцијала решетке,  $n_0$  је индекс преламања  $\text{LiNbO}_3$ ,  $E_{pv}$  електрично поље,  $r$  електрооптички коефицијент,  $\Pi$  означава функцију која је једнака 0 свугде осим у централном таласоводу, где је њена вредност 1,  $I_d$  је тамна “ирадијанса” [68, 87, 88].

У претходној једначини је уведен периодичан низ Гаусијана  $G_n(x)$ , као модел за решетку:

$$G_n(x) = \sqrt{4 \ln 2 / (\pi \omega_g^2)} \exp\left(-\left((x - x_n) / \omega_g\right)^2 4 \ln 2\right), \quad (4.2)$$

где  $x_n$  означава центар  $n$ -тог појединачног таласовода описаног Гаусијаном, а  $\omega_g$  представља ширину таласовода. Ширином појединачног таласовода се сматра ширина Гаусијана на половини његовог максимума (*Full Width at Half Maximum - FWHM*).

Нелинеарни део индекса преламања  $n_{nl}(x)$ , засићујућег типа, локализован је на једном таласоводу у решетки:

$$n_{nl}(x) = -\frac{1}{2} n_0^2 r E_{pv} \frac{|E|^2}{I_d + |E|^2} \Pi. \quad (4.3)$$

Позиција на којој је дефект локализован у решетки се креће у опсегу:

$$\frac{L_x}{2} - (\omega_g/2) < x < \frac{L_x}{2} + (\omega_g/2), \quad (4.4)$$

где је  $L_x$  укупна дужина решетки у  $x$  ( $n$ ) правцу.

Увођењем бездимензионих променљивих  $\xi$ ,  $\eta$  и амплитуде електричног поља  $E$ :

$$\xi = k_0 x, \quad (4.5)$$

$$\eta = k_0 z, \quad (4.6)$$

$$E = \sqrt{I_d} \psi, \quad (4.7)$$

једначина (3.1) се може написати у следећем бездимензионом облику:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial \eta} + \frac{1}{2n_0} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + n_0 \Delta n G(\xi) \psi + \gamma \frac{|\psi|^2}{1 + |\psi|^2} \psi \Pi = 0, \quad (4.8)$$

где је  $\Gamma = -0.5n_0^2 r E_{pv}$  и представља нелинеарни параметар.

ФР се побуђују упадним светлосним снопом таласне дужине  $514.5 \text{ nm}$  који има Гаусијаснки профил. Приликом лансирања снопа, интензитет упадног снопа има фиксну вредност, док су позиција на којој се убацује светлосни снопа у систем у односу на позицију дефекта, упадни угао светлосног снопа у односу на правац промене индекса преламања у решетки ( $x$  - правац)  $\alpha$  и јачина нелинеарности - променљиви параметри. Нумеричком методом раздвојених корака (*Split – step Fourier method*) је решавана модална једначина и испитана динамика светлосног снопа при простирању кроз ФР са НД.



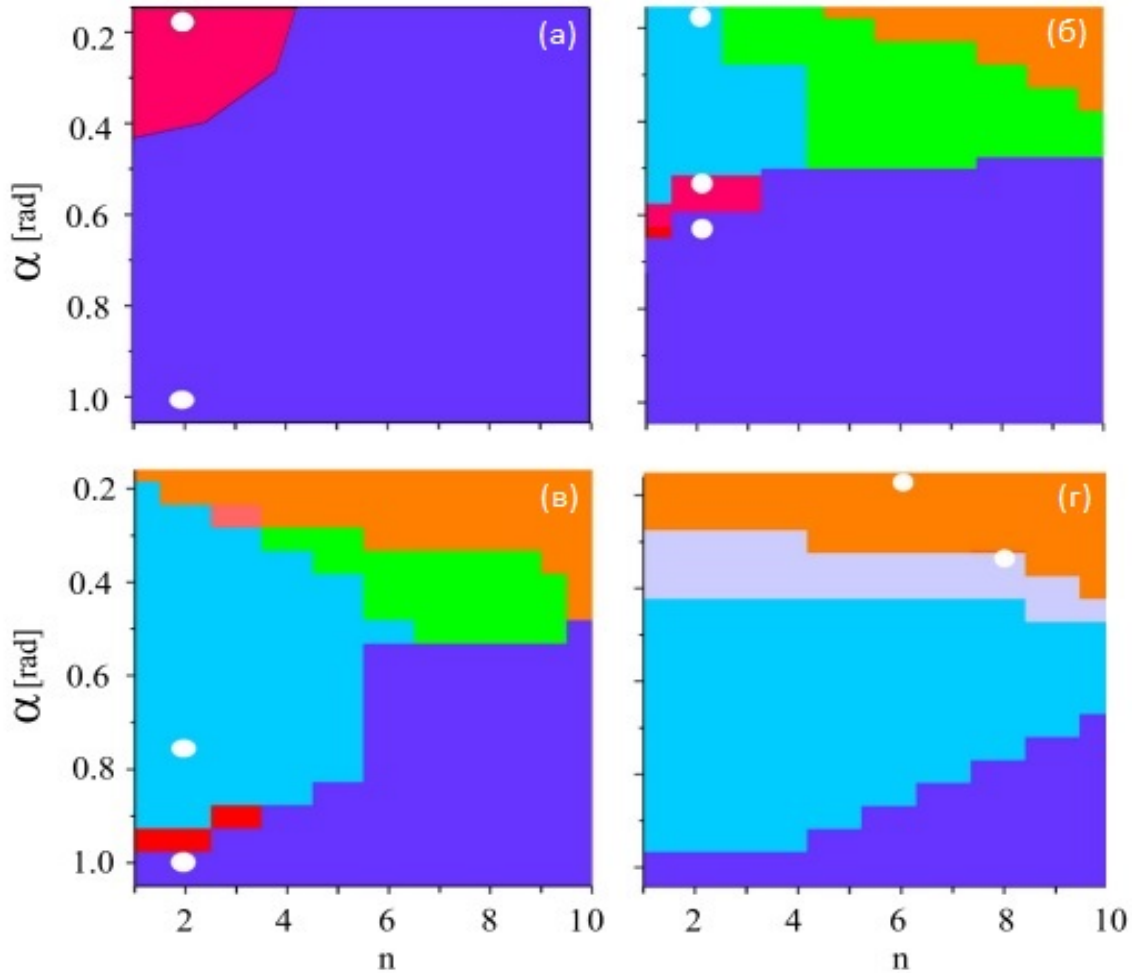
## Нумерички резултати

Анализа простирања светлости у околини дефекта спроведена је на систему који чини 1Д линеарна решетка начињена на кристалу  $\text{LiNbO}_3$ , чија је дужина  $L = 20 \text{ nm}$  [85, 86]. Ширина сваког елемента ФР – таласовода - као и растојање између њих су редом,  $\omega_g = s_g = 4 \mu\text{m}$ , вредност  $\Delta n = 0.011$  и  $n_0 = 2.242$ . Одабрани параметри су тако изабрани да се избегне да дифрактована светлост достигне границе униформне ФР (у  $x$ -правацу) чија је дужине у правцу пропације идентична са дужином ФР коју у овом одељку разматрамо.

Положај места упадног иницијалног снопа је међан од првог до десетог таласовода у односу на НД у решетки. Због нумеричке погодности НД је постављен као централни таласовод. Посматране вредности упадног угла светлосног снопа једнаке су 0 и  $\alpha = 2\pi/2m$ , где је  $1 \leq m \leq 19$ . Таласна дужина светлости је фиксирана на  $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ . У даљем тексту као нелинеарни параметар користиће се релативни нелинеарни параметар  $\Gamma$  који представља однос  $\gamma$  и  $\gamma_0$ , па је  $\Gamma = \gamma/\gamma_0$ , где је  $\gamma_0 = 0.0001 \approx n_0^3 E_{pv} r/2$ . У наставку су дати резултати нумеричких прорачуна добијених за вредности нелинеарног параметра  $\Gamma = 1$ ,  $\Gamma = 8$ ,  $\Gamma = 12$  и  $\Gamma = 18$ . Ове вредности су изабране тако да се илуструју на најбољи начин квалитативно најзначајнији резултати истраживања. Без присуства НД, светлосни снап дифрактује кроз решетку током простирања.

Утицај промене вредности угла под којим се убацује светлосни снап у решетку и позиције са које се то чини на простирање светлосног снопа у ФР са НД је приказан на дво-параметарском дијаграму ( $\alpha, n$ ) на слици 4.3 за четири вредности нелинеарног параметра. Различити режими простирања светлости су означени различитим бојама. При мањим вредностима нелинеарности,  $\Gamma = 1$ , светлосни снап је трансмитован, што се може видети на слици 4.3 (а). Трансмисија (тамноплава област) преовлађује за веће углове (од  $\alpha = \pi/3$  до  $\alpha = \pi/8$ ), док се за мање углове (од  $\alpha = \pi/9$  до  $\alpha = \pi/15$ ) поред трансмисије, уочава и заробљавање светлосног снопа. За веће вредности нелинеарности,  $\Gamma = 8$ , могу се видети другачији режими, као што су трансмисија; трансмисија и заробљавање; трансмисија, заробљавање и рефлексија; трансмисија и

рефлексија и потпуна рефлексија, слика 4.3 (б). Резултати симулације за  $\Gamma = 12$  су приказани на слици 4.3 (в). Област трансмисије (тамноплава област) је шира, а област трансмисије и заробљавања (црвена област) је ужа у односу на слику 4.3 (б).

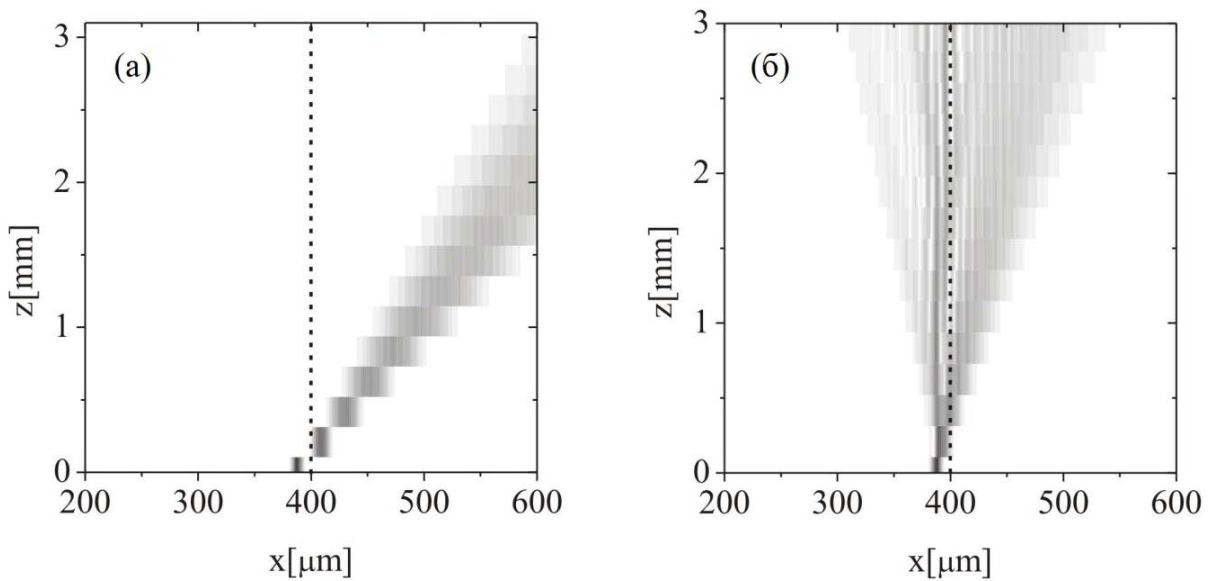


**Слика 4.3** Шематски приказ различитих режима који доминирају у току простирања светлости за различите вредности параметара  $\alpha$  и  $n$ : (а)  $\Gamma = 1$ , (б)  $\Gamma = 8$ , (в)  $\Gamma = 12$ , (г)  $\Gamma = 18$ . Тамноплава област - потпуна трансмисија, црвена - трансмисија и заробљавање, светлоплава - трансмисија, рефлексија и заробљавање, зелена - трансмисија и рефлексија, сива - рефлексија и заробљавање, наранџаста - потпуна рефлексија. Бели кругови означавају вредности параметара  $(\alpha, n)$  коришћених за прорачуне резултата представљених на сликама (4.4, 4.6, 4.7, 4.8).

Режими за још већу нелинеарност,  $\Gamma = 18$ , су приказани на слици 4.3 (г). Област истовремене и упоредиве трансмисије и рефлексије (зелена област) се потпуно губи за већу нелинеарност, област потпуне трансмисије (тамноплава област) се смањује, док се област са присутним трансмисијом, рефлексијом и заробљавањем (светлоплава област) и

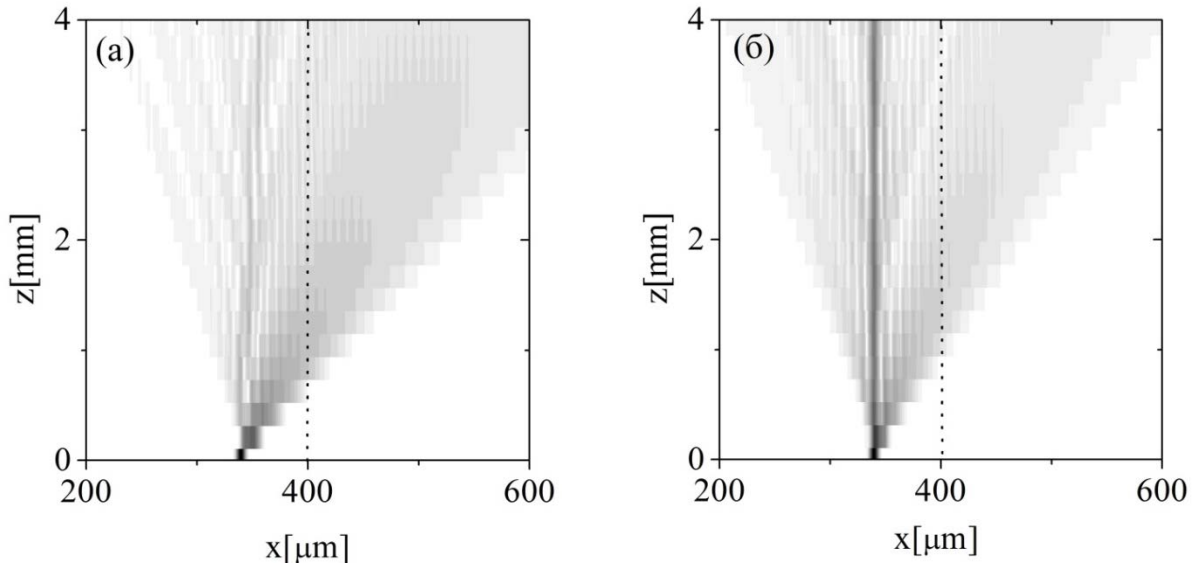
област са потпуном рефлексијом (наранџаста област) повећавају. За велику нелинеарност се уочава и појава режима у коме су присутни као доминантни два процеса: рефлексија и заробљавање светлости (сива област).

Неки од режима из претходног приказа су у наставку експлицитно приказани на слици 4.4. На пример, режим трансмисије је очигледан када је упадни сноп лансиран под углом већим од  $\alpha = \pi/3$  у други таласовод од дефекта (слика 4.4 (а)). За упадни угао мањи од  $\alpha = \pi/24$  јавља се делимично заробљавање и трансмисија (слика 4.4 (б)).



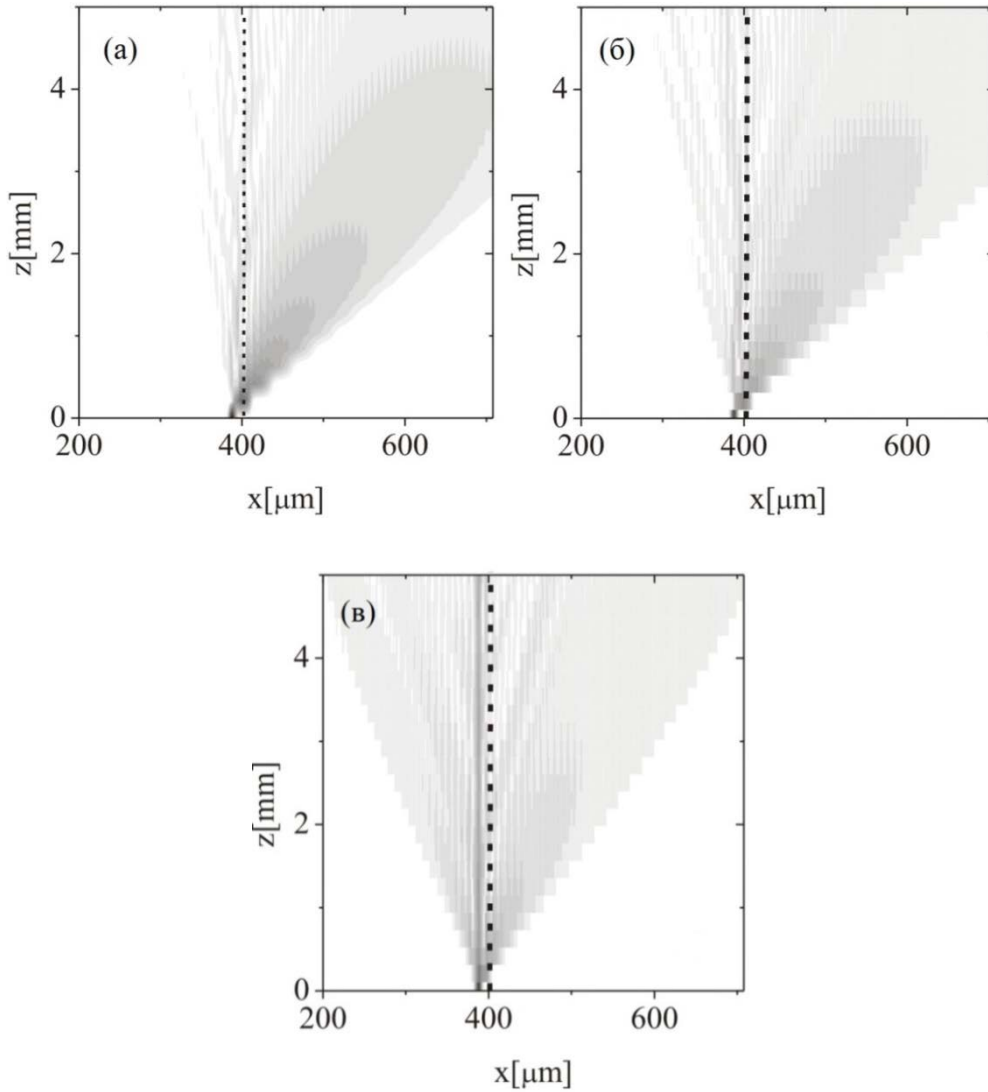
**Слика 4.4** 2Д профил интензитета снопа при простирању кроз ФР са НД са параметрима  $(\alpha, n)$  приказани белим круговима на слици 4.3. Упадни сноп је лансиран два таласовода лево од НД: а) режим потпуне трансмисије за  $\alpha = \pi/3$ ,  $\Gamma = 1$ , (б) режим са делимичном трансмисијом и заробљавањем за  $\alpha = \pi/24$ ,  $\Gamma = 1$  (мали део енергије дифрактује лево од НД - траг рефлексије). НД је означен испрекиданом линијом.

На слици 4.5 су представљени режими за нелинеарност  $\Gamma = 5$ . Положај места лансирања снопа у таласоводу је фиксиран, а мењан је упадни угао снопа светлости. Позиција лансирања снопа је осми таласовод од НД. Оно што се може видети на слици 4.5 је следеће: трансмисија снопа за вредност упадног угла  $\alpha = \pi/7$ , заробљавање и трансмисија за упадни угао  $\alpha = \pi/17$  (4.5 (б)).



**Слика 4.5** 2Д профил интензитета снопа при простирању кроз ФР са НД за параметре  $(\alpha, n) \Gamma = 5$ : а)  $\alpha = \pi/7$ , режим трансмисије ; б)  $\alpha = \pi/17$ , режим трансмисије и заробљавања. Фиксна позиција лансирања светлосног снопа  $n = 8$ . НД је означен испрекиданом линијом.

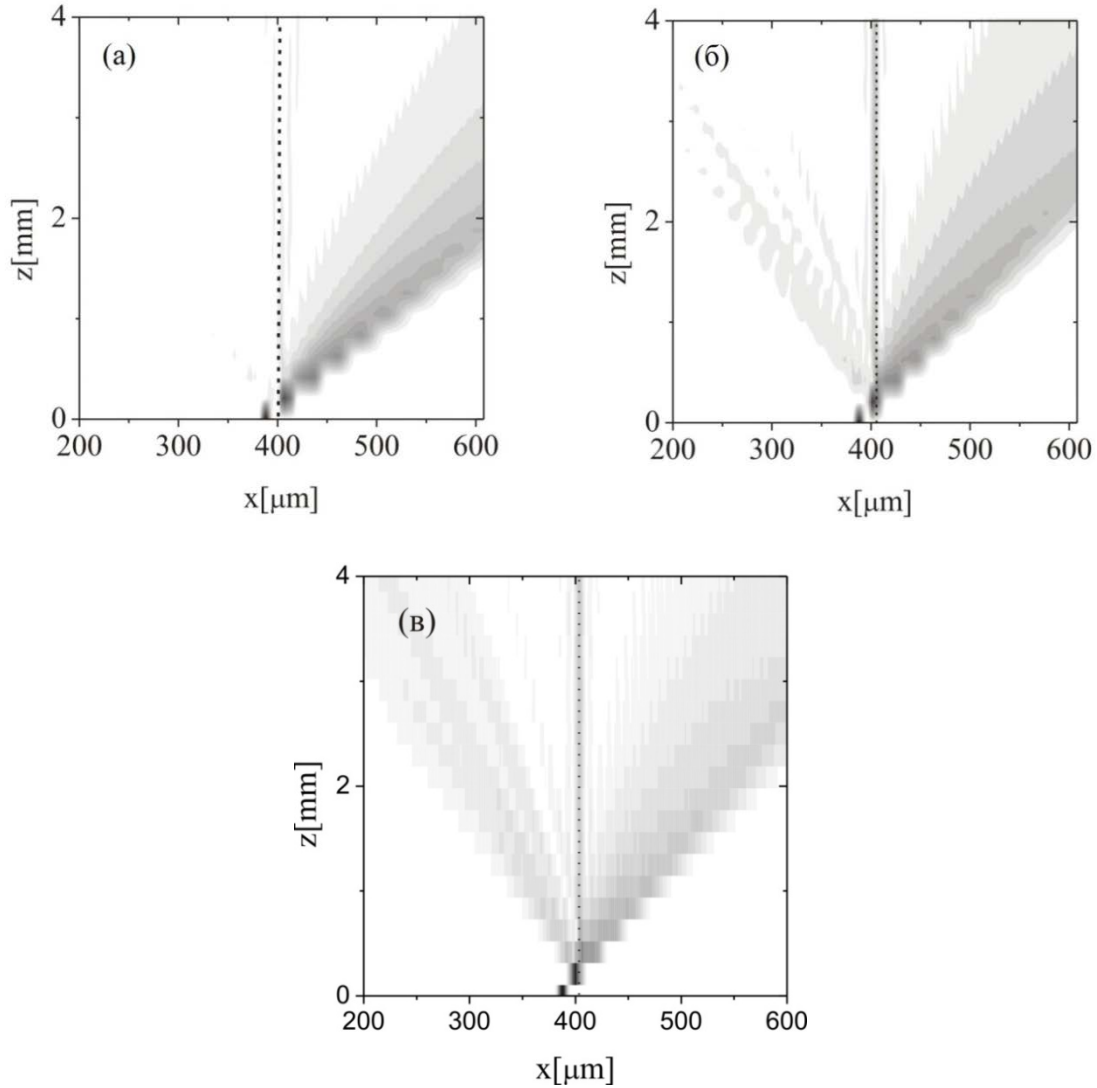
На слици 4.6 је приказан режим рефлексије за већу нелинеарност у односу на претходни систем приказан на слици 4.5,  $\Gamma = 8$ . Светлосни сноп је лансиран у други таласовод с десне стране НД, а мењан је упадни угао. За упадни угао,  $\alpha = \pi/5$ , уочено је да сноп бива трансмитован, а за  $\alpha = \pi/6$  и делимично заробљен. Кад се упадни угао под којим се лансира сноп смањи на вредност  $\alpha = \pi/19$ , сноп бива истовремено трансмитован, заробљен и рефлектован. Генерално се може констатовати да су идентификовани следећи режими: скоро потпуна трансмисија (слика 4.6 (а)), режим делимичне трансмисије и заробљавања 4.6 (б), односно режим делимичне трансмисије, заробљавања и рефлексије (4.6 (в)).



**Слика 4.6** 2Д профил интензитета снопа при простирању кроз ФР са НД. Слободни параметри су  $(\alpha, n)$ . Нелинеарни параметар је  $\Gamma = 8$  и упадни сноп је лансиран у други таласовод од НД: (а)  $\alpha = \pi/5$ , потпуна трансмисија, (б)  $\alpha = \pi/6$ , трансмисија и заробљавање и (в)  $\alpha = \pi/19$ , трансмисија, заробљавање и рефлексија. НД је означен испрекиданом линијом.

Испитиван је и случај када се за нелинеарност  $\Gamma = 8$  упадни сноп убацује у трећи таласовод од дефекта. Постепеним смањивањем упадног угла уочавају се режими потпуне трансмисије, затим трансмисије са заробљавањем и прелазни режим, али је у овом случају заробљавање слабијег интензитета. Померањем места убацивања светлосног снопа у решетку даље од дефекта уочава се заробљавање слабијег интензитета. Уколико се позиција упадног снопа помери до последњег таласовода, заробљавања нема.

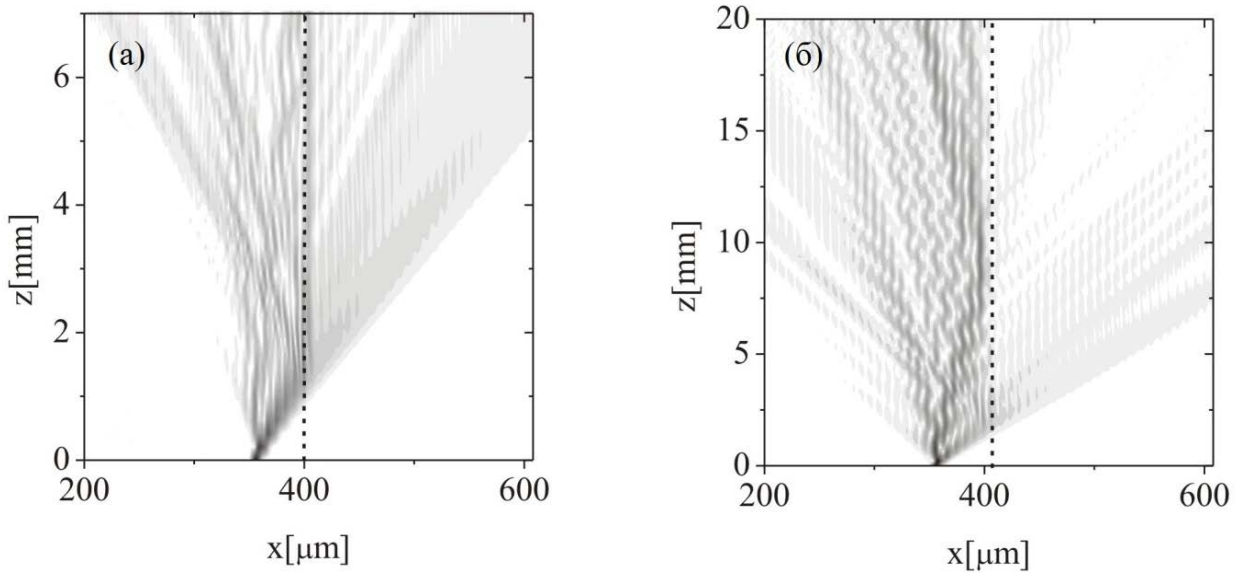
Трансмисија доминира при убацивању светлосног снопа под углом  $\alpha = \pi/3$  у други таласовод од НД за нелинеарност  $\Gamma = 12$  (слика 4.7 (а)). Режим са трансмисијом и рефлексијом (слика 4.7 (б)) се јавља са смањивањем упадног угла, а област у којој је упадни снопа делимично заробљен, делимично рефлектован и делимично трансмитован се добија за  $\alpha = \pi/5$  (слика 4.7 (в)).



**Слика 4.7** 2Д профил интензитета снопа при простирању кроз ФР са НД са параметрима  $(\alpha, n)$ , приказ режима за  $\Gamma = 12, n = 2$ : (а)  $\alpha = \pi/3$ , трансмисија; (б)  $\alpha = \pi/4$ , трансмисија и рефлексија од НД, в)  $\alpha = \pi/5$ , трансмисија, заробљавање и рефлексија. НД је означен испрекиданом линијом.

Променом положаја лансирања светлосног снопа и постепеним смањењем упадног угла под којим се снопа убацује у решетку, уочава се ширење снопа и његова фрагментација. Један део снопа бива заробљен на дефекту, други део наставља да се простире кроз решетку, док се трећи одбија од дефекта. На слици 4.8 (а) запажен је

режим са доминантном рефлексијом и заробљавањем када се светлосни сноп убацује у осми таласовод од дефекта при нелинеарности  $\Gamma = 18$ ,  $\alpha = \pi/10$ , као и режим скоро потпуне рефлексије за  $\alpha = \pi/19$  и  $n = 6$  (слика 4.8 (б)).

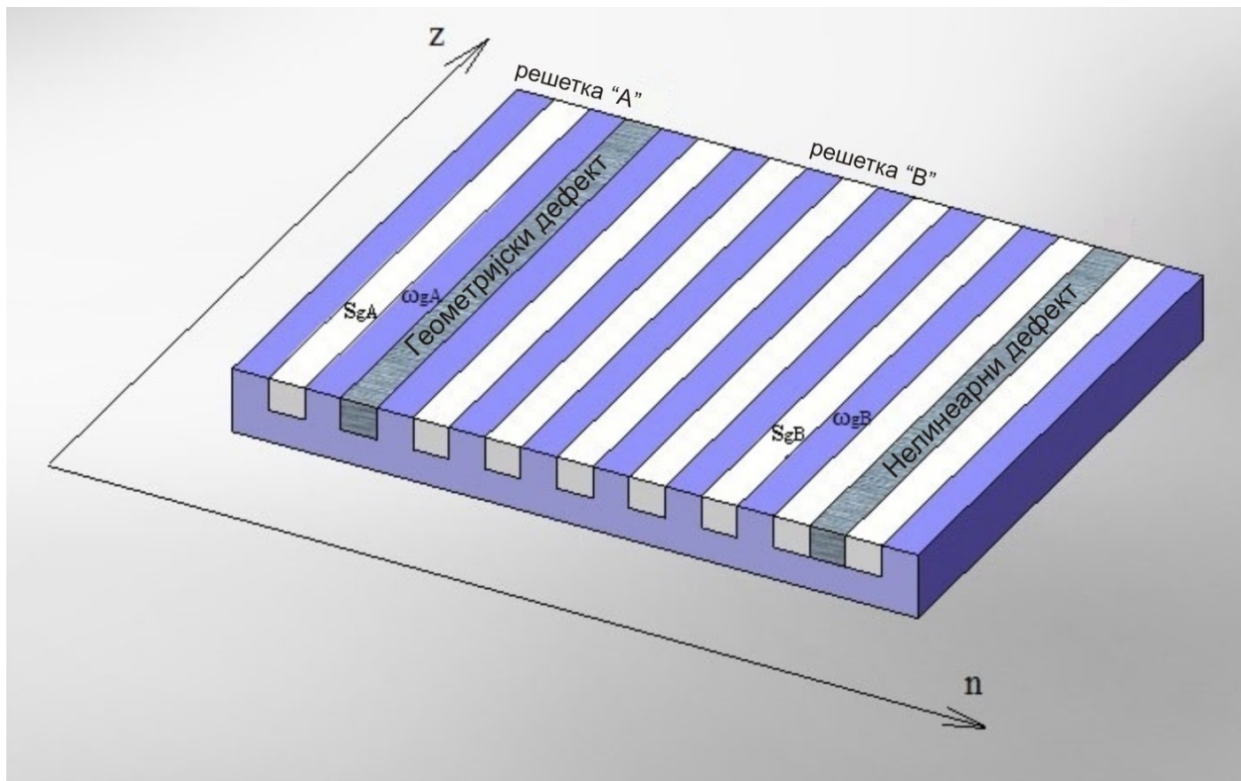


Слика 4.8 2Д профил интензитета снопа при простирању кроз ФР са НД са параметрима  $(\alpha, n)$ : (а)  $\Gamma = 18$ ,  $\alpha = \pi/10$ ,  $n = 8$ , режим рефлексије и заробљавања; (б)  $\Gamma = 18$ ,  $\alpha = \pi/19$ ,  $n = 6$ , потпуна рефлексија.

На основу нумеричких испитивања при простирању светлости кроз униформну 1Д линеарну ФР са једним НД, као најчешћи резултати интеракције препознати су следећи режими: трансмисија; трансмисија и заробљавање; трансмисија, заробљавање и рефлексија; трансмисија и рефлексија; рефлексија и заробљавање и потпуна рефлексија. У овом делу је нумерички испитан утицај НД на простирање светлости у линеарној 1Д ФР. За мању нелинеарност, трансмисија светлости преовлађује у случају лансирања снопа под великим углом, док је рефлексија присутна за већу нелинеарност и за лансирање снопа под малим углом. Повећањем јачине нелинеарности, рефлексија је очигледна, али се може приметити и локализација на дефекту. Близу дефекта се упадни сноп делимично рефлектује. Показано је да се променом јачине нелинеарности или вредности упадног угла под којим се убацује сноп светлости у таласовод, изазива ефекат расејања са потпуном рефлексијом или потпуном трансмисијом. Презентовани резултати указују на понашање снопа светлости у решетки коначних димензија и могу се искористити у покушају остваривања контроле простирања светлости кроз оптичке системе.

## 4.2 Композитна фотонска решетка са локалним нелинеарним и геометријским дефектом

ФР са локалним НД и ГД пружају нове могућности за формирање разноврсних локализованих структура при простирању светлосног импулса. Потенцијално то значи и отварање нових могућности за примену оваквих система у контролисању понашања импулса на интегрисаним оптичким чиповима неопходним за извођење различитих функција попут мултиплексирања, демултиплексирања или преусмеравања светлосног снопа. То указује да би се могла контролисати и брзина ширења светлосног снопа као и његова локализација у различите структуре у средини која је формирана од композитних ФР са одговарајуће дизајнираним положајима дефеката.



Слика 4.9 Шематски приказ линеарне композитне решетке таласовода са НД и ГД. Ширине таласовода у решетки А и В су означене са  $\omega_{gA}$  и  $\omega_{gB}$ , респективно. Растојања између таласовода су означена са  $s_{gA}$  и

$s_{gB}$ .



На слици 4.9 је представљена композитна решетка добијена надовезивањем две линеарне структурално различите решетки А и В, од којих решетка В има локалну нелинеарност у себи. Спој две решетки представља ГД. Нелинеарни таласовод се понаша као НД и налази се у решетки В. Део решетки између НД и ГД је термилошки класификован као шупљина. У овом случају је испитивано простирање светлости у близини шупљине и у шупљини између два дефекта.

Полази се од истог математичког модела као и у претходном поглављу, тј. од параксијалне Хелмхолцове једначине (3.1) [10, 63]. Она описује простирање светлости кроз решетку, као и кроз шупљину формирану између НД и ГД. Профил индекса преламања  $n(x)$  дат једначином (4.1) садржи линеарни део:

$$n_l(x) = \Delta n \left( \sum_{j=1}^{m_A} G_j(\omega_{gA}, s_A, x) + \sum_{j=1}^{m_B} G_j(\omega_{gB}, s_B, x) \right), \quad (4.9)$$

где  $m_A$  ( $m_B$ ) означава број (позицију) таласовода у решетки А (В). Параметри  $\omega_{gA}$  и  $s_A$ , и  $\omega_{gB}$  и  $s_B$  означавају ширину и растојање између суседних таласовода у првој решетки А, односно, другој решетки В, респективно. Функције  $G_j(\omega_{gA}, s_A, x)$  и  $G_j(\omega_{gB}, s_B, x)$  означавају Гаусијане центриране на положајима у решетки А и В који су дати изразима:

$$x_A = (j - 1)(\omega_{gA} + s_A) + \frac{\omega_{gA}}{2}, \quad (4.10)$$

$$x_B = m_A(\omega_{gA} + s_A) + \omega + (j - 1)(\omega_{gB} + s_B) + \frac{\omega_{gB}}{2}, \quad (4.11)$$

где је  $\omega$  растојање између решетки А и В.

Експлицитни облик функција са Гаусијанима је дат релацијама:

$$G_j(\omega_{gi}, s_i, x) = \sqrt{4 \ln 2 / (\pi w_{gi}^2)} \exp \left( - \left( (x - x_i) / w_{gi} \right)^2 4 \ln 2 \right) \quad (4.12)$$

где је  $i=A, B$ .

$$L_A + \omega + (p - 1)(\omega_{gB} + s_B) + \frac{\omega_{gB}}{2} < x < L_A + \omega + p(\omega_{gB} + s_B) + \frac{\omega_{gB}}{2}, \quad (4.13)$$

где је  $L_A = m_A(\omega_{gA} + s_A)$  дужина решетке А у  $x$  правцу [88-91]. Параметри који фигуришу у ј-ни (4.13), објашњени су у поглављу 4.1. Применом једначина (4.5), (4.6) и (4.7), параксијална Хелмхолцова једначина (3.2) се може написати у следећем бездимензионалном облику:

$$i \frac{\partial \psi(\xi, \eta)}{\partial \eta} + \frac{1}{2n_0} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + n_l(\xi) \psi(\xi, \eta) + n_{nl}(\xi) \psi(\xi, \eta) = 0. \quad (4.14)$$

Нелинеарни део индекса преламања дат је изразом:

$$n_{nl} = \frac{\gamma |\psi(\xi, \eta)|^2}{(1 + \gamma |\psi(\xi, \eta)|^2)}, \quad (4.15)$$

где је  $\gamma$  нелинеарни параметар (видети део 4.1).

## Нумерички резултати

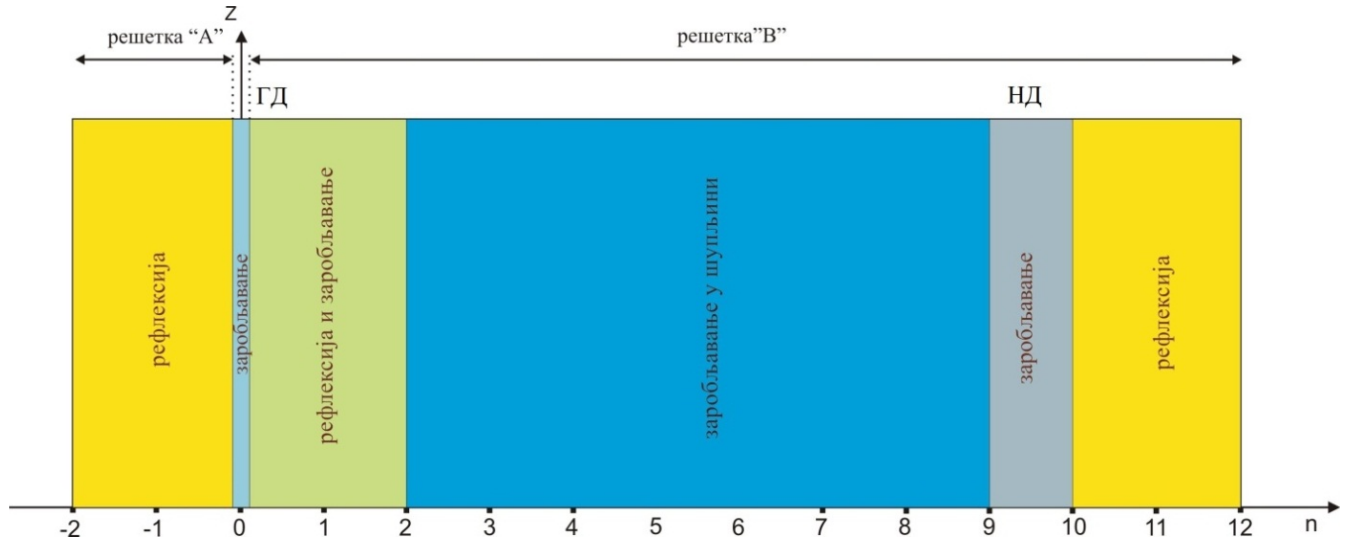
Овде су представљени нумерички добијени резултати испитивања динамике светлосног снопа при простирању кроз систем сачињен од две 1Д фоторефрактивне решетке (претходно дефинисан) са различитим параметрима. Композитна решетка је фиксиране дужине  $L = 20 \text{ } \mu\text{m}$  [92, 93]. Свака компонентна решетка садржи 49 таласовода. Ширина таласовода у решетки А је  $5 \text{ } \mu\text{m}$ , док у решетки В износи  $4 \text{ } \mu\text{m}$ . Растојање између таласовода у обе решетке је  $4 \text{ } \mu\text{m}$ , док је растојање између решетки А и В, односно ширина ГД једнака  $3,3 \text{ } \mu\text{m}$ .

Параметри који су мењани у систему су: положај НД, јачина нелинеарности  $\Gamma$ , положај места где се убацује светлосни сноп у односу на позиције ГД и НД, упадни угао иницијалног светлосног снопа. Први део композитне решетки (решетка А) је периодичан и уски светлосни сноп (ширине до реда ширине таласовода) лансиран у А под нултим упадним углом, дифрактује све док не наиђе на други део композитне решетки - периодичну подрешетку В. Део светлосног снопа који је досегао В, заправо ГД, локализован је на ГД. Подешавањем параметара у систему може се контролисати ширина, комплексност локализованих структура и број побуђених таласовода. Квалитативно нови режими се могу уочити у оваквим системима у односу на решетку у којој је присутан само локалним НД, што је представљено у наставку овог дела рада.

На слици 4.10 је дат шематски приказ композитне решетки. Шупљина, тј. део решетки између ГД и НД [92, 94, 95], је позиционирана између ГД и десетог таласовода у решетки В који представља НД. Приказани су најрепрезентативнији режими простирања светлосног снопа у композитној решетки. Почетни положај светлосног снопа је мењан, док су јачина нелинеарности, позиција НД и ГД - фиксирани параметри.

Различити режими су класификовани у односу на положај светлосног снопа када је упадни угао светлосног снопа фиксиран на нулту вредност, за вредност нелинеарног параметра  $\Gamma = 10$ , док је ГД позиција означена на слици као нулта. Иако ширине таласовода у решеткама А и В нису једнаке, када се сноп светлости лансира са таласовода у решетки А или В далеко од позиција дефеката уочава се дифракција снопа. Осим разлике у брзини дифракције, која је функција ширине таласовода у компонентним решеткама и растојања међу њима, нема квалитативних разлика у понашању светлости.

Резултати приказани на слици 4.10 добијени су са светлосним снопом окарактерисаним са  $FWHM = 4\mu m$ .



**Слика 4.10** Шематски приказ композитне решетке и доминантних режима простирања светлосног снопа у зависности од позиције лансирања снопа. Параметри решетке су  $\omega_{gA} = 5\mu m$ ,  $\omega_{gB} = 4\mu m$  и  $s_{gA} = s_{gB} = 4\mu m$ . Нелинеарност  $\Gamma = 10$ ,  $n$  је индекс придружен таласоводима и означава положај таласовода у односу на геометријски дефект (ГД) (на слици означен нулом), док НД означава нелинеарни дефект. Позиција НД је на десетом таласоводу у решетки В.

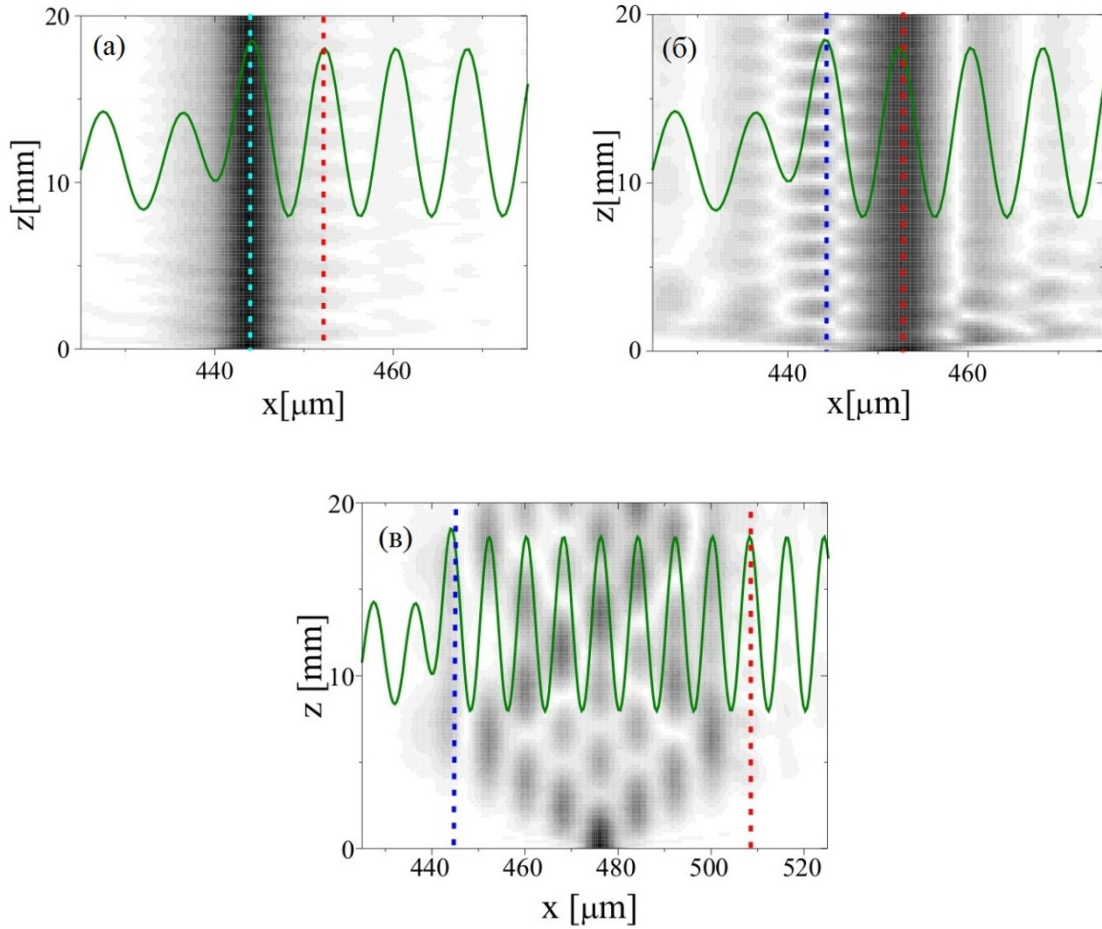
Генерално, светлосни снап лансиран лево од ГД или десно од НД (тј. изван шупљине) са позиција удаљених до два или више таласовода од одговарајућих дефеката дифрактује и након што део снопа достигне ГД или НД бива рефлектован од дефекта. Врло мали део енергије снопа светлости том приликом улази у област између дефеката, тј. у шупљину. Овај режим простирања светлости је окарактерисан као - режим са доминантном рефлексијом (жута област на слици 4.10).

Лансирањем снопа са споја две решетке, тј. са позиције ГД, запажа се заробљавање највећег дела енергије снопа на самом дефекту (светлоплава област). Убацавањем светлосног снопа у први и други таласовод до ГД унутар решетке В добија се као резултат делимично заробљавање и делимична рефлексија (зелена област). Режим доминантног заробљавања (тамноплава област) је опет доминантан када се снап светлости лансира са позиције унутар шупљине. Новоформирани локализоване структуре су окарактерисане са више пикова [96]. Лансирањем снопа на самом НД уочава се заробљавање светлости на дефекту (сива област).

На слици 4.11 представљени су одговарајући режими за  $\alpha = 0$  за сноп светлости лансиран директно у ГД, шупљину и у НД. Када су дефекти постављени близу један другог (позиција НД је први таласовод до ГД), долази до локализације енергије на ГД као што се може видети на слици 4.11 (а). Формирана локализована – бридерска мода се одликује малом амплитудом осциловања. НД се феноменолошки понаша као потенцијална баријера. Повећање вредности нелинеарног параметра значи и “јачу” баријеру. Оваквом баријером се постиже формирање израженије моде на ГД, јер нема дисипације.

Убацавањем снопа светлости у нелинеарни таласовод (дефект) долази до локализације енергије, при чему се јавља режим заробљавања на НД (сл. 4.11 (б)). Међутим, заробљена мода која се формира у овом случају је знатно шира него када се сноп лансира у ГД и зароби на њему (сл. 4.11 (б)). Ово се може повезати са карактеристикама локализације у присуству нелинеарности. У том случају локализација је иницирана модулатионом нестабилношћу, која се не успоставља тренутно [7].

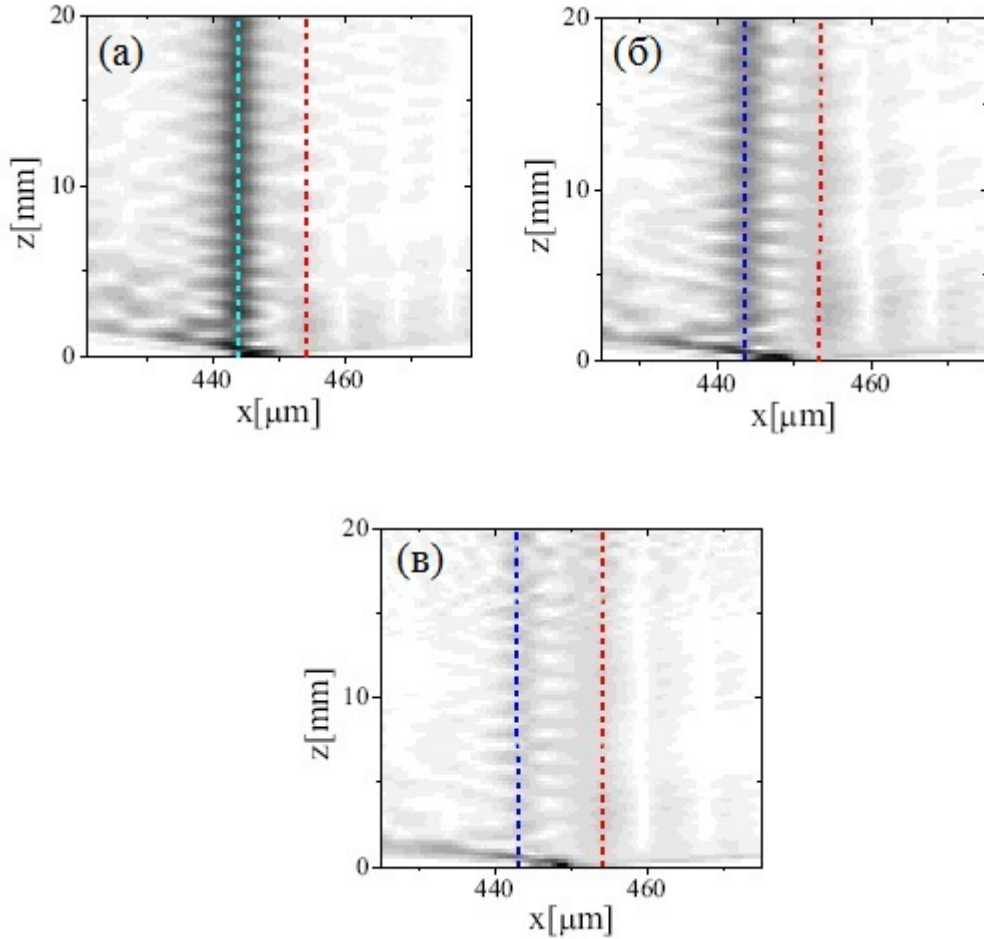
У раду су углавном представљени резултати за композитну решетку са шупљином ширине  $4\mu\text{m}$ , јер је низ симулација показао да се квалитативно исти феномени добијају за шупљине различитих ширина. Оно што је најзначајније навести је да генерално шупљина веће ширине пружа више могућности за формирање различитих локализованих структура, али свеједно нема квалитативно нових режима. Другим речима препознају се и тада режими рефлексије, трансмисије, заробљавања и њихове комбинације. Као један пример на слици 4.11 (в) приказана је локализована структура формирана у решетки са шупљином ширине  $28\mu\text{m}$ .



**Слика 4.11:** 2Д график профила интензитета светлости у композитној решетки: (а) НД се налази на првом таласоводу у решетки В, нелинеарност  $\Gamma = 10$ , иницијални сноп је лансиран у центру ГД; (б)  $\Gamma = 1$ , иницијални сноп је лансиран на НД; (в) НД се налази на осмом таласоводу у решетки В,  $\Gamma = 10$ , иницијални сноп је лансиран у четвртм таласоводу у решетки В. Позиција центра ГД је означен вертикалном испрекиданом плавом линијом, а позиција НД црвеном испрекиданом линијом. Потеницијал решетке је означен пуном линијом на свим сликама.

На слици 4.12 је приказано на који начин лансирање светлосног снопа под неким углом утиче на својства локализованих режима. У случају када су дефекти близу (НД је на првом таласоводу до ГД) формира се уска шупљина услед чега долази до локализације светлости или на дефектима или у самој шупљини. За  $\Gamma = 10$ ,  $\alpha = \pi/18$ , сноп ширине  $4\mu m$  лансиран у ГД бива локализован на ГД, слика 4.12 (а). Повећањем упадног угла на  $\alpha = \pi/12$  и даље се идентификују локализоване моде на позицијама ГД и НД, слика 4.12 (б). Даљим повећањем упадног угла,  $\alpha = \pi/9$ , све се мање енергије заробљава на дефектима (слика 4.12 (в)).

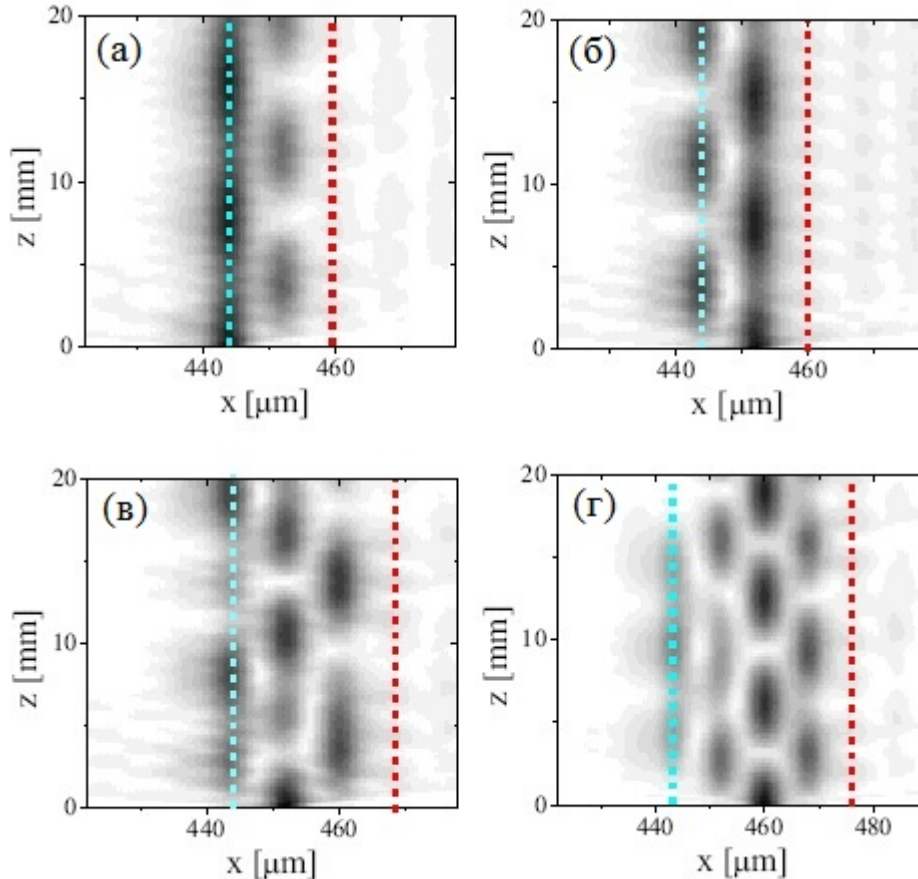
Према добијеним нумеричким резултатима може се закључити да пораст вредности упадног угла под којим се лансира светлосни сноп у решетку спречава ефикасну локализацију светлости на дефектима.



**Слика 4.12:** 2Д график профила интензитета светлости у композитној решетки. Положај ГД је означен вертикалном испрекиданом плавом линијом, а положај НД црвеном испрекиданом линијом. НД се налази на првом таласоводу у решетки  $B, \Gamma = 10$  и иницијални сноп је лансиран на ГД. Вредности упадног угла светлосног снопа су редом: (а)  $\alpha = \pi/18$ , (б)  $\alpha = \pi/12$  и (в)  $\alpha = \pi/9$ .

Различити режими заробљавања унутар шупљине су нађени приликом лансирања снопа светлости, као што је приказано на слици 4.13. У зависности од удаљености између дефеката, могу се формирати квалитативно различите локализоване структуре: вишекомпонентне бридерске локализоване структуре дуж одређеног таласовода и локализоване моде које путују преко таласовода и рефлектују се од оба дефекта. Вишекомпонентне моде (двокомпонентне, трокомпонентне и четворокомпонентне) приказане на слици 4.13 (а-г) настају када је растојање између два дефекта мање од

ширине једнаке ширини пет таласовода ( $20\mu\text{m}$ ), вредност нелинеарног параметра  $\Gamma = 10$ , док је упадни угао нула. У зависности од почетног положаја места лансирања снопа, може се јавити више мода које су делимично заробљене у ГД и неким таласоводима унутар шупљине. Такође могу се наћи и режими када се мода заробљава у близини НД. Нумеричке симулације изведене за различите вредности упадног угла нису дале квалитативно нове режимо при простирању светлости кроз композитну решетку, тако да резултати истих нису овде илустровани.



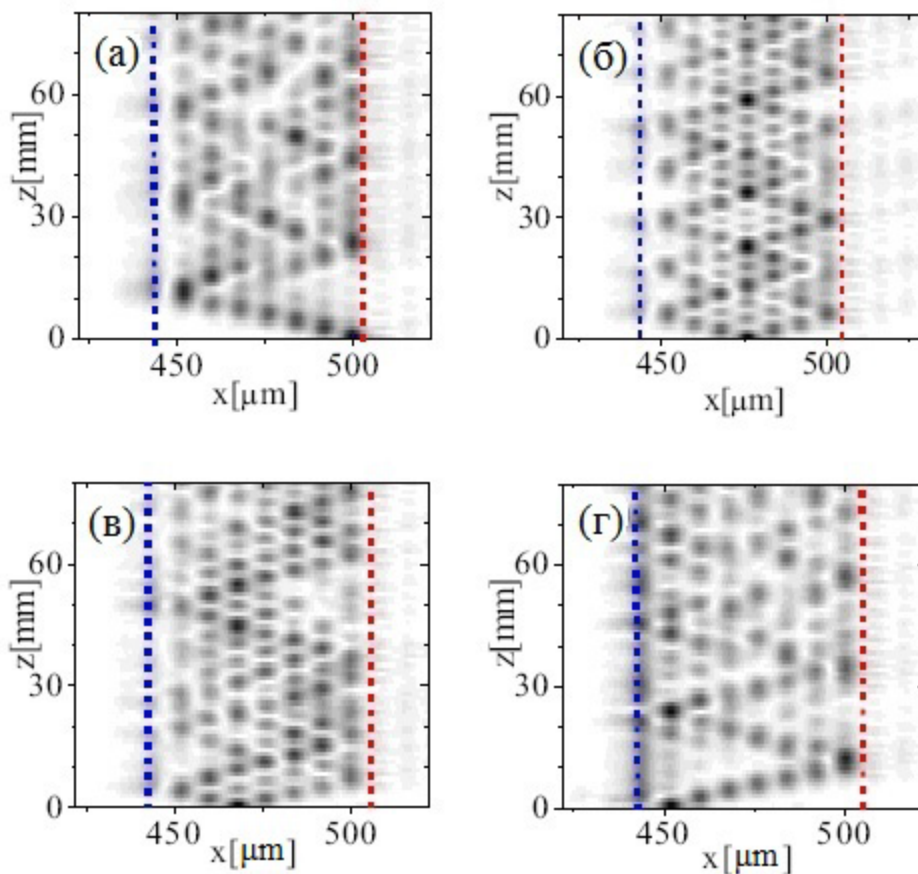
**Слика 4.13:** 2Д график профила интензитета светлости у композитној решетки, нелинеарност  $\Gamma = 10$ : (а) двокомпонентни бридер, снап лансиран у ГД, НД је на другом таласоводу у решетки В; (б) двокомпонентни бридер, снап се лансира у први таласовод у решетки В, НД је на другом таласоводу у решетки В; (в) трокомпонентни бридер, НД је на трећем таласоводу у решетки В, а снап се лансира у први таласовод у решетки В; (г) четворокомпонентни бридер, иницијални снап се лансира у други таласовод у решетки В, НД је на четвртном таласоводу у решетки В. Положај ГД је означен вертикалном плавом испрекиданом линијом, док је положај НД обележен црвеном испрекиданом линијом.

У општем случају, са повећањем вредности нелинеарног параметра  $\Gamma$  добијају се осцилаторне локализоване структуре типа као на слици 4.13, али које постају све више



концентрисане око ГД. Ово се може формално интерпретирати аналогијом пораста вредности нелинеарног параметра, односно нелинераног дефекта, и пораста ‘висине потенцијалне баријере’ на месту НД – зида шупљине у којој је заробљен сноп светлости.

Прилагођавањем параметара (јачина нелинеарности, позиција лансирања светлосног снопа) у композитној решетки могуће је формирање локализованих структура приказаних на сл. 4.14. НД је лоциран на 8. таласоводу у решетки В, сноп се убацује редом у седми таласовод (а), у централни таласовод у шупљини (4. таласовод од ГД) (б), у трећи таласовод (в) и први таласовод (г), док је вредност нелинеарног параметра фиксирана на  $\Gamma = 10$ .

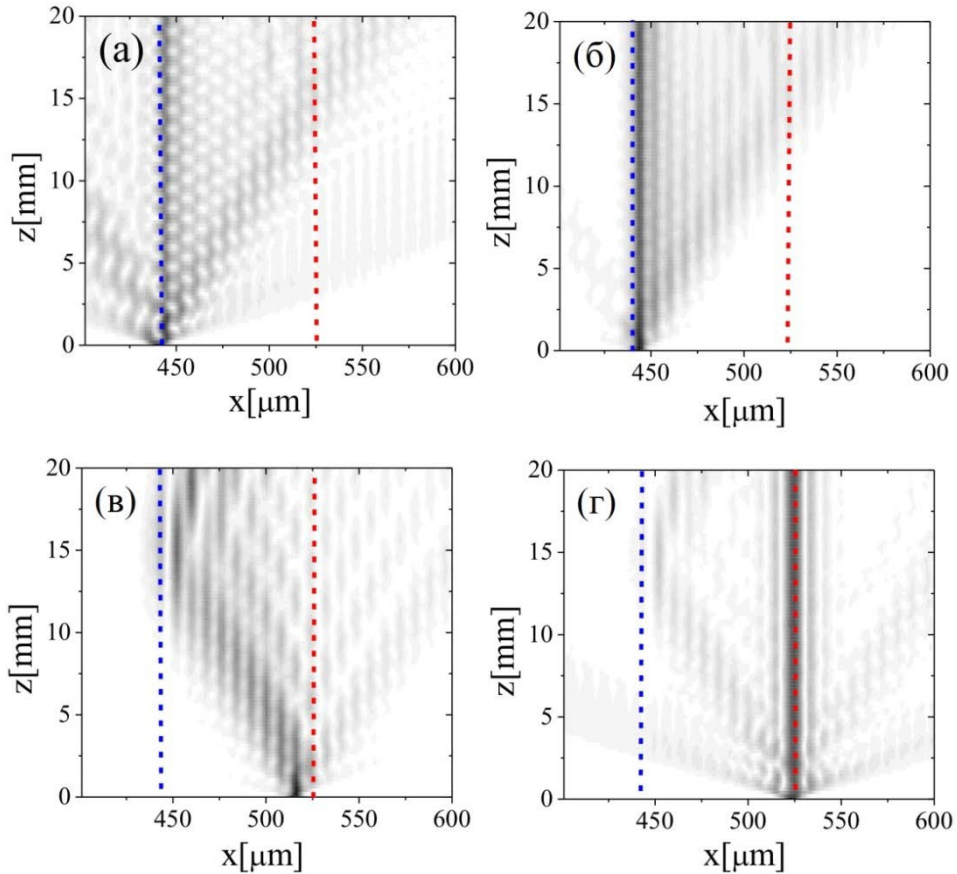


**Слика 4.14:** 2Д профил интензитета светлости у композитној решетки. Положај НД је на осмом таласоводу у решетки В,  $\Gamma = 10$ , светлосни сноп је лансиран у: (а) седми таласовод, (б), четврти таласовод, (в) трећи таласовод и (г) први таласовод до ГД (решетка В). Положај ГД је обележен вертикалним плавом линијом, а положај НД црвеном линијом.

Лансирањем снопа близу зидова шупљине (дефеката) значајан део бива заробљен од стране одговарајућег дефекта, а остатак наставља да се простира формирајући при

томе тзв. осцилаторне „цик – цак“ моде, сл. 4.14 (а-г). Стабилност ових структура зависи од параметара система. Сноп се простире од једног до другог дефекта (трансверзално кретање) што се може интерпретирати као последица постојања "градијента потенцијала" при кретању снопа од ГД до НД. Осцилаторне заробљене моде су најстабилније када је упадни угао светлосног снопа једнак нули.

На слици 4.15 (а) приказана је мода локализована на ГД када се сноп убаци у област дефекта, док се лансирањем снопа у први таласовод у решетки В (сл. 4.15 (б)), добија локализација дела снопа светлости у шупљини и трансмисија дела снопа кроз шупљину. На сл. 4.15 (в) је приказано шта се добија након лансирања снопа у девети таласовод у решетки В (НД је на 10. таласоводу у В). НД делује као "огледало": један део снопа светлости се рефлектује од ГД, други део снопа је заробљен од стране ГД и остатак се простире ка НД. Ова појава (одбијање дела снопа од стране НД ка шупљини, долазак до ГД где се део енергије одбија а део заробљава) се наставља све до тренутка док се светлост потпуно не расподели на таласоводе у шупљини и самим дефектима. Лансирањем снопа у НД показује се да значајни део светлосног снопа бива заробљен у близини НД, као што је приказано на сл. 4.15 (г). Део светлосног снопа који није заробљен од стране нелинеарног таласовода, простире се преко шупљине до ГД и у току интеракције са средином размени део енергије са њом. Највећи део енергије пристигао до ГД се рефлектује од њега назад у шупљину и процес се наставља до потпуног губитка енергије снопа услед низа узастопних рефлексија о зидове шупљине.

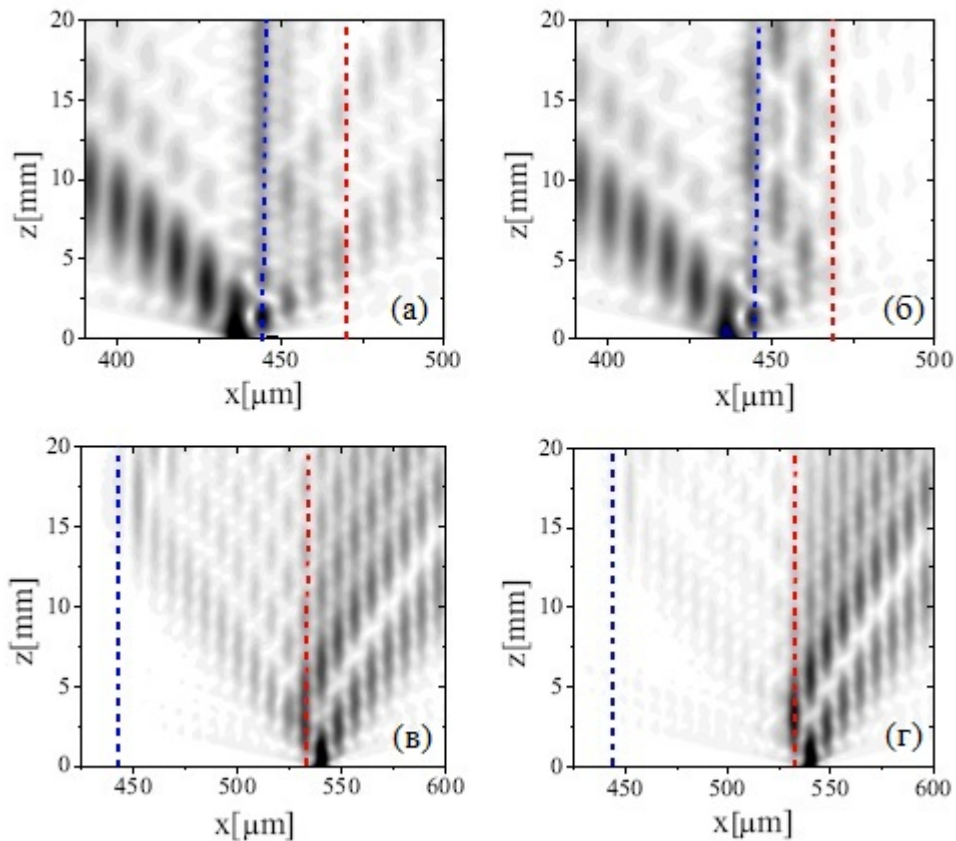


**Слика 4.15:** 2Д профил интензитета светлости у композитној решетци. Положај НД је на десетом таласоводу у решетки В: (а)  $\Gamma = 10$ , иницијални сноп се лансира у ГД у решетки В, (б)  $\Gamma = 1$ , иницијални сноп се лансира у први таласовод у решетки В, (в)  $\Gamma = 10$ , иницијални сноп се лансира у девети таласовод, и (г)  $\Gamma = 1$ , иницијални сноп је лансиран на позицији нелинеарног таласовода. Положај ГД је обележен вертикалном плавом испрекиданом линијом, док је положај НД обележен црвеном испрекиданом линијом.

Нумеричке симулације показују да се део снопа иницираног близу спољашњих "зидова" шупљине може простирати и кроз шупљину ако ГД и НД нису превише "високе баријере". Лансирањем снопа светлости у први таласовод са леве стране од ГД, светлосни сноп делимично дифрактује унутар шупљине и делимично се рефлектује од дефекта у шупљини, сл. 4.16.

На сликама 4.16 (а) и 4.16 (б) су представљене заробљене вишекомпонентне бридер моде које се формирају приликом промене јачине нелинеарности на НД. На сликама 4.16 (в, г) је приказано понашање снопа светлости лансираног у дванаести таласовод у решетки В, тј. два таласовода десно од НД. Део енергије улази у шупљину преко НД и еволуира као покретна мода. Пренос енергије кроз шупљину зависиће од интензитета

светлости, ширине ГД, позиције лансирања светлосног снопа, као и од параметара решетке А и В (ширина и растојање таласовода).



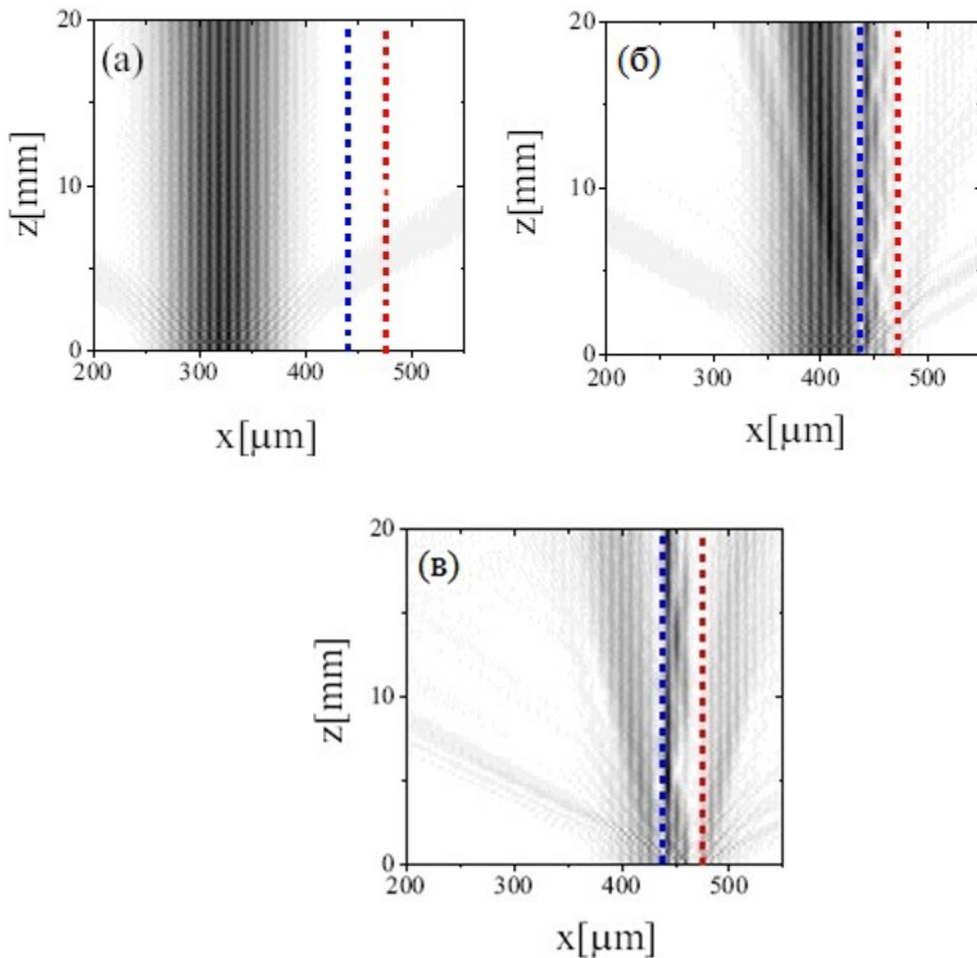
**Слика 4.16:** 2Д профил интензитета светлости у композитној решетки. Сноп светлости се лансира изван шупљине. Сноп се убацује у први таласовод лево од ГД, НД је лоциран на трећем таласоводу у решетки В (а)  $\Gamma = 1$  и (б)  $\Gamma = 10$ , односно; сноп се лансира два канала десно од НД, НД је на десетом таласоводу у решетки В (в)  $\Gamma = 10$  и (г)  $\Gamma = 1$ . Положај НД је обележен вертикалном испрекиданом црвеном линијом, док је ГД обележен вертикалном испрекиданом плавом линијом.

Показује се да се заробљене локализоване бридерске структуре теже формирају при убацавању светлосног снопа под већим упадним углом у шупљину. И у том случају коначан исход интеракције светлости и решетке је функција параметара система као што су интензитет светлости, ширина ГД, упадни угао и положај места где се сноп лансира. Подесним избором параметара опет је могуће добити све карактеристичне режиме помињане у случају када је упадни угао снопа у односу на решетку био једнак нули.

На крају овог дела, треба поменути да је у симулацијама мењана и ширина упадног Гаусијанског снопа светлости. Показано је да се квалитативно исти режими

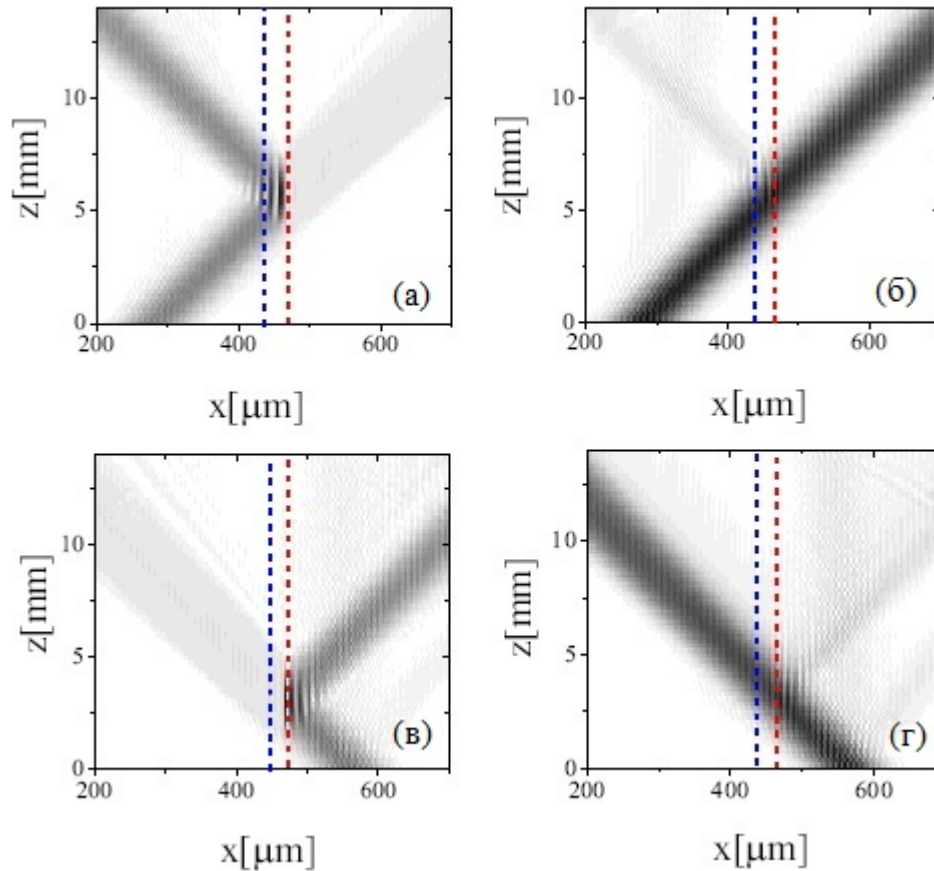
могу добити селекцијом осталих параметара у систему. Као пример на слици 4.17 су приказани неки од режима за снап окарактерисан са  $FWHM = 48\mu\text{m}$ .

Сноп лансиран далеко од ГД (сл. 4.17 (а)) практично не види дефект. Уколико се место убацивања снопа приближава ГД све већи део снопа бива ефектован дефектом. Део светлосног снопа бива заробљен а део улази у шупљину. Од тог дела се могу формирати локализоване структуре у шупљини (сл. 4.17 (б, в)). Сличан сценарио се добија и када се упадни снап лансира у непосредној близини НД.



**Слика 4.17:** 2Д профил интензитета светлости у композитној решетци. Широки Гаусов светлосни снап ( $FWHM = 48\mu\text{m}$ ) лансира се далеко од шупљине (а). Како се упадни снап приближава шупљини између две решетке, моде на дефекту и у шупљини могу бити побуђене (б, в). Нелинеарни параметар  $\Gamma = 10$ , снап се лансира на: (а) 36. таласоводу у решетки А, (б) 44. таласоводу у решетки А и (в) првом таласоводу у решетки В. НД (испрекидана црвена вертикална линија) је на четвртном таласоводу у решетки В. Положај ГД обележен је испрекиданом плавом вертикалном линијом.

Режими рефлексије, трансмисије и заробљавања на дефектима решетке се могу илустровати и за параметре наведене на слици 4.18.



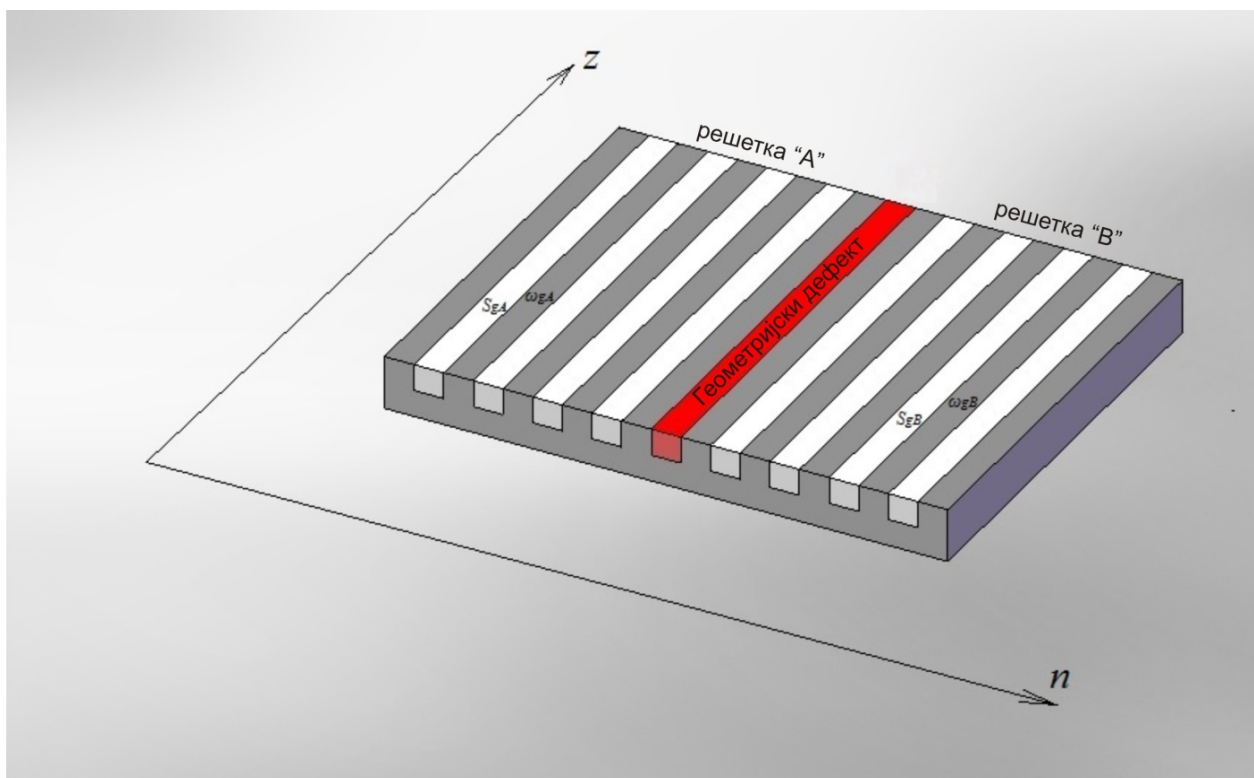
**Слика 4.18:** 2Д профил интензитета светлости у композитној решетци. Гаусов сноп чији  $FWHM$  је  $48\mu\text{m}$  а лансира се ван шупљине. НД је на четвртм таласоводу у решетки В. Сноп је покренут: (а, б) на 31. таласоводу у решетки А и (в, г) на 19. таласоводу у решетки В. Потпуна рефлексија (а,в) за  $\Gamma = 10$ ; потпуна трансмисија (б, г) за  $\Gamma = 1$ . НД је обележен вертикалном испрекиданом црвеном линијом, док је  $3.3\mu\text{m}$  ширина ГД и означен је вертикалном испрекиданом плавом линијом.

У овом одељку је показано да у решетки са два дефекта или како је то овде именовано, решетки са шупљином, осим трансмисије, рефлексије и заробљавања светлости на једном од дефеката у систему, може доћи до формирање бридерских локализованих структура унутар шупљине. Добијени резултати показују нове могућности за контролисање светлосног снопа на интегрисаним оптичким чиповима и у другим оптичким системима.



### 4.3 Композитна фотонска решетка са геометријским дефектом

Као што је показано у претходним одељцима, у фотонским структурама, светлосни сноп се може делом заробити у неком од таласовода и истовремено један део снопа може пропагирати између таласовода решетке [2]. Ово се може формално описати на следећи начин. Светлосни сноп убачен у решетку интерагује са њеним конституентима и побуђује одговарајуће својствене моде, које се даље простиру кроз решетку, интерагују међусобно итд. Детаљан сценарио ових догађаја одређен је параметрима система и упадног снопа светлости.



Слика 4.19 Шематски приказ линеарне композитне решетке таласовода са ГД. Ширине ових таласовода су означене са  $\omega_{gA}$  и  $\omega_{gB}$ . Растојања између таласовода су означена са  $s_{gA}$  и  $s_{gB}$ .

У овом делу је посматрана композитна решетка састављена од две линеарне униформне подрешетке спојене уздуж (правац  $z$ , слика 4.19). Једна од могућности

индуковања овакве композитне решетке је генерација два њена различита дела (подрешетке) на једном истом супстрату од, на пример  $\text{LiNbO}_3$ , урезивањем таласовода различитих ширина у сваком од делова. Између две структуре је немодификовани супстрат, који се може третирати као линеарни дефект или ГД. У зависности од улазних параметара, идентификовани су различити динамички режими који се јављају при простирању светлосног снопа: чиста трансмисија, чиста рефлексija, заробљавање дела снопа на ГД, као и мешани режими (делимична трансмисија, делимична рефлексija, заробљавање), што је укратко презентовано у наставку.

## **Нумерички резултати**

Нумеричке симулације су изведене за композитну решетку укупне дужине  $L = 20 \text{ } \mu\text{m}$  са ГД. Ширине таласовода су  $5 \text{ } \mu\text{m}$  и  $4 \text{ } \mu\text{m}$  у решетки А и у решетки В редом, док су растојања између таласовода у обе решетки  $4 \text{ } \mu\text{m}$ . Спој између две решетки - А и В, ширине  $3,3 \text{ } \mu\text{m}$  представља ГД. У симулацијама чији су резултати илустровани на сликама, интензитет иницијалног светлосног снопа је изабран тако да буде довољно слаб да не би утицао на карактеристике ФР током простирања.  $FWHM$  овог снопа је  $4,3 \text{ } \mu\text{m}$ . Положај иницијалног снопа у односу на положај ГД ( $n$ ), као и упадни угао снопа ( $\alpha$ ) су променљиви параметри. Положај иницијалног снопа је мењан од првог таласовода до деветог таласовода, док је упадни угао  $\alpha$  мењан од  $\pi / 24$  до  $\pi / 3$ . Разматран је и случај са нултим упадним углом, ( $\alpha = 0$ ).

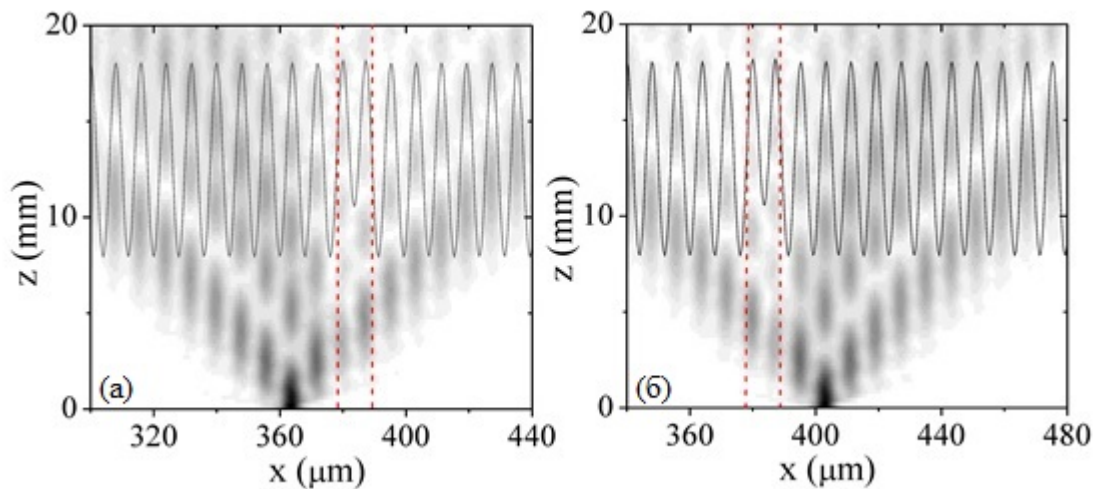
Како је композитна решетка која је поменута асиметрична у односу на ГД, тј. састоји се од две структурално различите подрешетке, полазна тачка је испитивање утицаја асиметрије на простирање светлосног снопа кроз решетку.

У случају симетричне композитне ФР, када су лево и десно од ГД идентични низови таласовода, идентификовани су режими делимичне рефлексije и трансмисије при лансирању снопа у таласоводе лево, или десно од ГД. Понашање снопа је идентично, као што је и очекивано, независно од тога одакле креће иницијализација, лево или десно од ГД, уколико се изабере иста позиција лево или десно од ГД и исти упадни угао за



иницијални сноп. Ово је илустровано на слици 4.20 на којој су приказани резултати симулације када је сноп лансиран са нултим упадним углом у други таласовод лево (решетка А), односно десно (решетка В) у односу на ГД. Систем је огледалски симетричан (сл. 4.20).

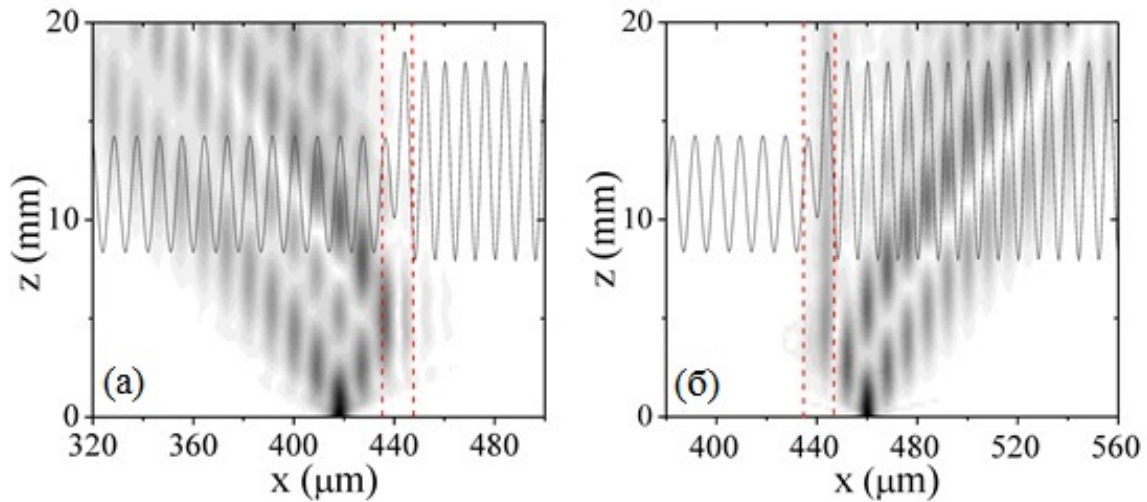
Композитна решетка која се састоји од две структурално различите ФР, нема огледалску симетрију. Утицај нарушења симетрије на простирање снопа кроз композитну решетку је испитиван у [49].



**Слика 4.20** 2Д график профила интензитета светлости у симетричној композитној решетки. Приказ рефлексије и трансмисије при лансирању снопа у други таласовод лево од ГД (а) и десно од ГД (б), за  $\alpha = 0$ . Ширина и растојање између таласовода је  $4 \mu\text{m}$ , док је ширина ГД  $3,3 \mu\text{m}$ . Црвеним испрекиданим линијама је означен ГД.

На слици 4.21 су представљени резултати нумеричких симулација изведених за асиметричну композитну решетку са истим почетним условима као и у случају симетричне решетки приказане на слици 4.20. Упоредивши две слике, види се да нарушење огледалске симетрије доводи до више израженог ефекта рефлексије од ГД без обзира с које стране дефекта се светлост лансира, него у случају решетки са огледалском симетријом. Осим овог запажања може се са слике 4.21 видети да мали део енергије светлосног снопа који није рефлектован од ГД бива заробљен на дефекту, с тим што је заробљавање ефикасније у случају када је сноп убачен с десне стране ГД где су таласоводи ужи у односу на део решетки с друге стране ГД, слика 4.21 (б). Асиметрија решетки се може формално описати као последица веће "дубине" под решетки В у односу

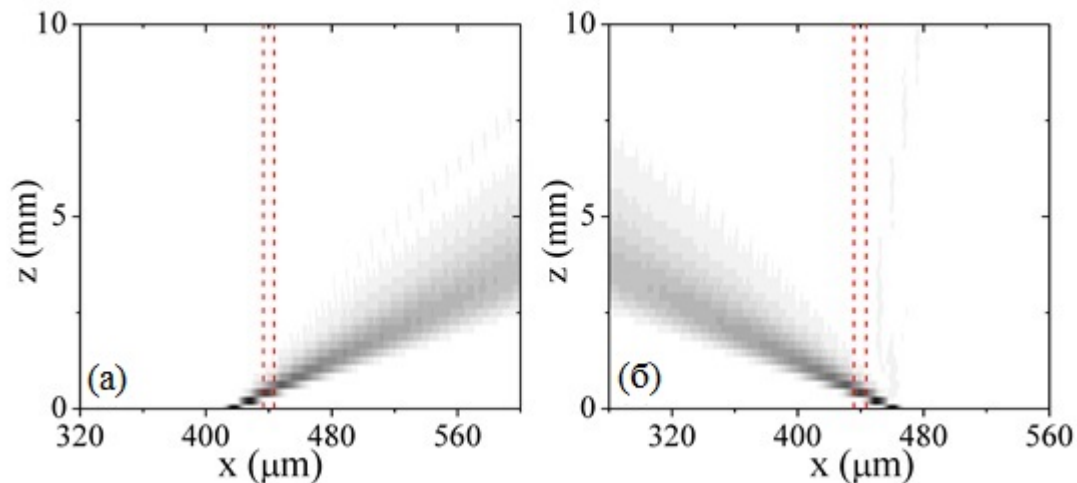
на под решетку А, што и узрокује јаче изражено заробљавање снопа када се светлост убаци са те стране, слика 4.21.



**Слика 4.21** 2Д профил интензитета светлости у асиметричној композитној решетки: (а) приказ рефлексије када је снап лансиран у други таласовод лево од ГД; (б) Рефлексија и заробљавање за  $n = 2$ , десно од ГД.

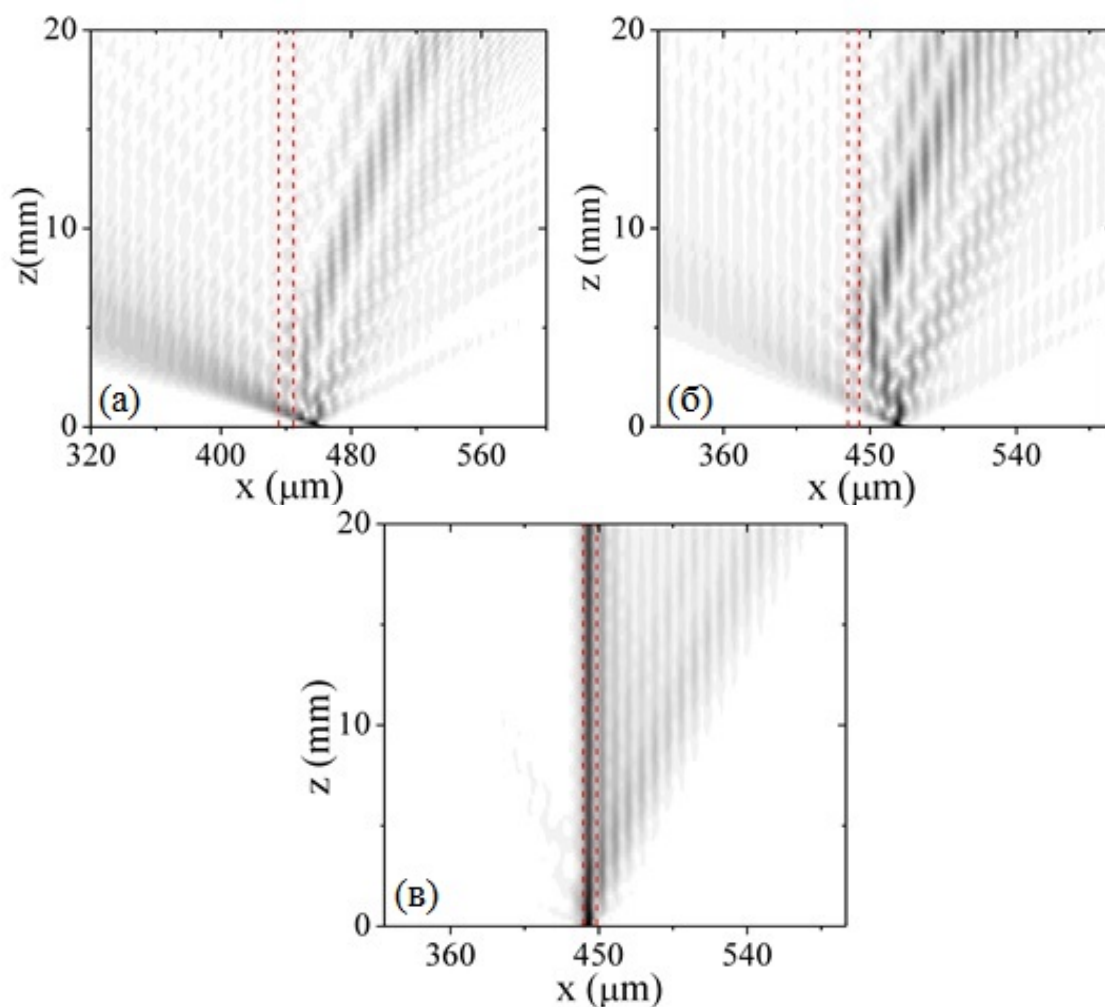
У оба случаја  $\alpha = 0$ . Испрекидане црвене линије означавају област ГД.

Разлика између симетричне и асиметричне решетке се све мање испољава са удаљавањем иницијалне позиције снопа од позиције ГД ( $n > 2$ ) као и са повећањем упадног угла, тј. у тим случајевима нема квалитативне разлике у пропацији снопа који је лансиран у асиметричној композитној решетки лево или десно у односу на ГД (слика 4.22). Имајући у виду претходну дискусију систематски је испитивано простирање снопа светлости лансираног у подрешетку В асиметричне композитне решетке за различите вредности параметара  $n$  и  $\alpha$ . Када је снап лансиран под углом,  $\alpha > \pi / 10$ , он слободно пролази кроз ФР дифрактујући део своје енергије. За сваки почетни положај ( $n > 2$ ) овај режим је идентификован као потпуна трансмисија.



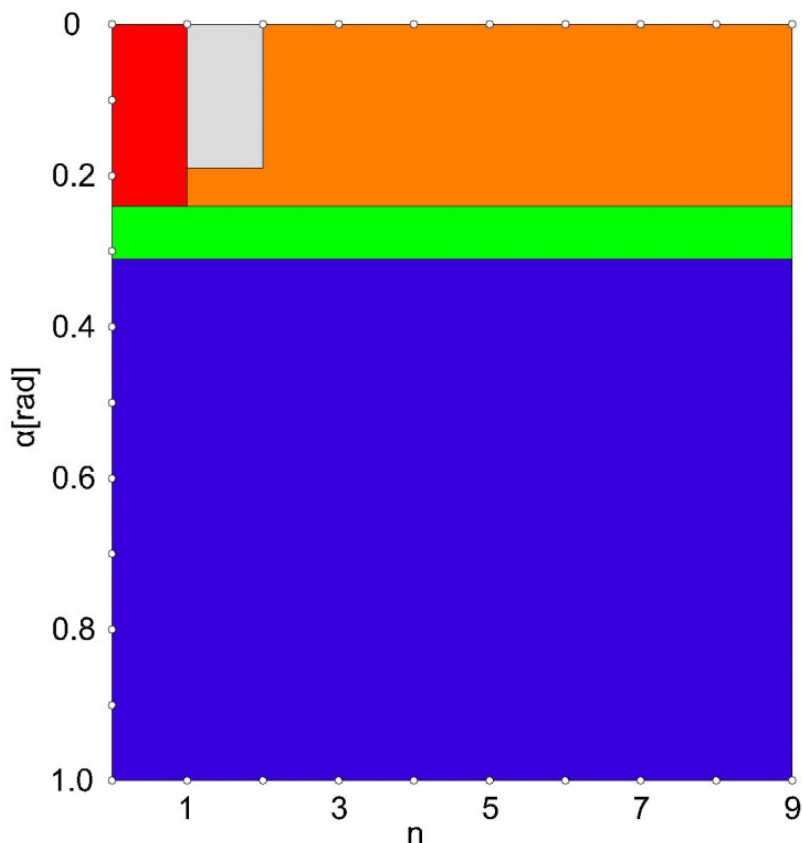
Слика 4.22 Приказ трансмисије кроз ГД када је снап лансиран у други таласовод у односу на ГД у решетке В за  $\alpha = \pi / 6$ . Испрекиданим црвеним линијама је означена област ГД.

Смањење упадног угла ( $\alpha = \pi / 12$ ) доводи до прелазног режима, где је светлост делимично рефлектована и делимично трансмитована (слика 4.23 (а)). Са даљим смањивањем вредности угла  $\alpha < \pi / 13$ , трансмисија снопа постаје занемарљива и рефлексија је доминантнији режим (слика 4.23 (б)). Ово важи за све позиције осим за  $n = 1$ , где је идентификовано заробљавање и дифракција снопа кроз решетку В, с тим да дифракција постаје доминантна када се упадни угао смањује. Смањењем  $\alpha$  уочава се слабо заробљавање за  $n = 2$ , као и прелазни режим заробљавања и рефлексије. Заробљавање је максимално када је  $\alpha = 0$  и снап је лансиран у област ГД (слика 4.23 (в)). Квалитативно слични закључци су добијени када су анализирани одговарајући случајеви са светлосним снопом иницијално убаченим у подрешетку А.



**Слика 4.23** (а) Приказ режима делимичне рефлексије и трансмисије снопа за  $n = 2$  и  $\alpha = \pi / 12$ ; (б) рефлексија снопа за  $n = 3$  и  $\alpha = \pi/22$ ; (в) заробљавање и дифракција снопа кроз решетку В,  $n = 0$  (сноп је покренут у ГД),  $\alpha = 0$ . Испрекиданим црвеним линијама је означена област ГД.

На слици 4.24 дат је сумарни приказ режима простирања светлости у композитној асиметричној решетки са једним ГД у функцији позиције у решетки В са које је убациван сноп светлости и упадног угла снопа: рефлексија снопа, трансмисија, заробљавање, делимична рефлексија и трансмисија, рефлексија и заробљавање.



**Слика 4.24** Приказ режима за различите позиције таласовода  $n$  (положај лансирања снопа светлости) и за различите вредности упадног угла  $\alpha$  лансирања снопа. Плава област – трансмисија; зелена – рефлексija и трансмисија; црвена – заробљавање и дифракција; сива – заробљавање и рефлексija; наранџаста – рефлексija.

Упоредјујући резултате за линерану композитну асиметричну ФР са ГД и оних добијених у случају простирања светлосног снопа кроз ФР која поседује један НД [16] могуће је уочити неке сличности и разлике. У оба случаја, постоји општа тенденција ка трансмисији снопа лансираног под већим углом, док се за снап покренут под мањим углом уочава рефлексija. Међутим, у случају решетке са једним НД (зависно од јачине нелинеарности) заробљавање се јавља и за веће вредности упадног угла и за различите иницијалне позиције снопа али је увек праћено рефлексijом или трансмисијом, или су сва три режима присутна (заробљавање, рефлексija и трансмисија).

## ЗАКЉУЧАК

У раду је истраживана могућност контроле простирања светлосног импулса кроз фотонске решетке (ФР) начињене од низова таласовода који се могу различитим техникама “направити” на носачу од фоторефрактивног кристала типа литијум ниобат ( $\text{LiNbO}_3$ ). Погодним избором димензија елемената ФР (таласовода), таласне дужине и интензитета упадног светлосног (ласерског) импулса могу се са великом поузданошћу, не само генерисати одговарајуће локализоване структуре, него и остварити потпуна контрола њиховог понашања у ФР. Интеграцијом оваквих оптичких система на оптичким чиповима могу се дизајнирати различите оптичке компоненте за примену у интегрисаној оптици. Поред тога, контрола простирања светлости пружа нове могућности за развој система за ефикасан и поуздан пренос информација у оптичким телекомуникацијама.

У основи свега поменутог у вези са манипулацијом светлости у ФР је феномен локализације светлости који је генерички повезан са транспортом супстанције и енергије у природи. Кратак осврт на транспорт енергије кроз мембране ћелија у биолошким системима посредством локализованих структура типа кинк солитона формираних у микротубулама (МТ), начињен у овом раду је један од доказа те универзалности.

Математичко описивање простирања светлости у ФР, као и у биолошким системима, базира се на систему једначина типа нелинеарне Шредингерове једначине у апроксимацији слабе везе између конституената система. Модалне једначине у домену фотонских система могу се извести из Хелмхолцове једначине. Једначине су нумерички решаване применом различитих метода, што је везано са специфичностима система представљених у раду. У случају МТ коришћена је метода погађања и Рунге-Кута метода, док је у случају ФР коришћена спектрална метода раздвојених корака.

Најважнији резултати истраживања које је тема овог рада, су везани за закључке да се погодним дизајнирањем функционале зависности ефикасног индекса преламања од позиције у решетки може контролисати простирање светлосног импулса кроз оптички систем. Показано је да се у те сврхе могу искористити погодно индуковани дефекти у структури решетки, на пример локално индуковани геометријски дефект (ГД) и/или нелинеарни дефект (НД), лансирање упадног светлосног снопа одговарајућих карактеристика на унапред прорачунатим позицијама у ФР и под одговарајућим углом у односу на правац промене индекса преламања у решетки, итд. Дакле, могу се контролисати ширина, геометрија и тополошка својства светлосних структура у ФР, степен трансмисије и рефлексије на дефектима у њој, број побуђених таласовода у решетки, итд. На тај начин се може симулирати функција просторног мултиплексирања, контролисаног дељења упадног снопа светлости и размене енергије између одговарајућих таласовода у решетки.

У раду је нумерички моделовано простирање ласерског снопа кроз линеарну ФР са локалним НД, композитну ФР састављену од две линеарне решетки различитих геометријских параметара, и кроз дво-компонентну ФР од којих једна компонентна решетка има локално индукован НД. На основу нумеричких испитивања простирања светлости кроз униформну 1Д линеарну ФР са једним НД препознати су следећи режими: заробљавање и рефлексија, скоро потпуна рефлексија и скоро потпуна трансмисија светлости. Том приликом као слободни параметри мењани су позиција упадног снопа у односу на НД, упадни угао под којим се лансира ласерска светлост у решетку и јачина нелинерности. Генерално се може констатовати да лансирање уског светлосног снопа у непосредној близини НД фаворизује заробљавање светлости на дефекту. Ова тенденција је израженија за мање упадне углове лансирања. Удаљавањем позиције убацивања светлосног снопа од дефекта се омогућује да се контролом осталих параметара постигне да дефект делује више или мање као баријера за део светлосног снопа који је стигао до њега, тј. да се снап светлости рефлектује од НД или углавном прође кроз њега.

У случају простирања светлосног снопа кроз композитне ФР може се закључити из резултата нумеричких симулација, да се адекватним подешавањем положаја места лансирања снопа у односу на дефекте у систему могу формирати локализоване структуре различите геометрије и комплексности. Најинтересантније су структуре које се формирају у шупљинама (између дефеката), независно од места где је улазни снап

убачен. Ширина и тип моде, локализоване у шупљини, зависе од ширине шупљине и профила индекса преламања композитне решетке у њој, што је могуће дизајнирати унапред изабраним карактеристикама дефеката. Овакав приступ би могао бити примењен за контролу простирања локализованих светлосних мода на оптичким чиповима и за извођење различитих функција, попут демултиплексирања или преусмеравања оптичког снопа у оптоелектронским уређајима.

Практичан допринос ове дисертације огледа се у предложеном концепту остваривања контроле простирања локализованих структура формираних од ласерског снопа убаченог у ФР претходним дизајнирањем решетке и избором карактеристика упадног снопа светлости. Теоријски предложени концепт је у складу са тренутно доступним технологијама у производњи ФР и генерацији ласерских снопова светлости одговарајућих интензитета, трајања, енергије. На основу квалитативне анализе, експериментално изводљиве композитне решетке на супстратима од фоторефрактивних кристала ( $\text{LiNbO}_3$ ), потенцијално би биле применљиве за контролисање простирања оптичког снопа на интегрисаним оптичким чиповима и у другим оптичким системима. Даља истраживања у контексту контроле простирања светлости у фотонским системима се могу проширити и на 2Д ФР начињене од различитих материјала.



## ЛИТЕРАТУРА

- [1] 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**, pp. 1-25 (2007).
- [2] I. L. Garanovich, S. Longhi, A. S. Sukhorukov, and Y. S. Kivshar, “Light propagation and localization in modulated photonic lattices and waveguides”, *Physics Reports*, vol. **518**, pp. 1-79 (2012).
- [3] 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).
- [4] Mordechai Segev, Yaron Silberberg and Demetrios N. Christodoulides, “Anderson localization of light”, *Nature Photonics*, vol. **7**, 197-204 (2013).
- [5] R. Morandotti, U. Peschel, J. S. Aitchison, H. S. Eisenberg, and Y. Silberberg, “Experimental Observation of Linear and Nonlinear Optical Bloch Oscillations”, *Physical Review Letters*, vol. **83**, 4756 (1999).
- [6] A. Радосављевић, *Простирање светлости у комплексним системима спрегнутих таласовода*, Докторска дисертација, Универзитет у Београду (2015).

- [7] Andrey E. Miroshnichenko, Sergej Flach, and Yuri S. Kivshar, “Fano resonances in nanoscale structures”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. **82**, 2257-2298 (2010).
- [8] Rodrigo A. Vicencio, Joachim Brand, and Sergej Flach, “Fano Blockade by a Bose-Einstein Condensate in an Optical Lattice”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 184102 (2007).
- [9] U. Naether, D.E. Rivas, M.A. Larenas, M.I. Molina, and R.A. Vicencio, “Fano resonances in waveguide arrays with saturable nonlinearity”, *Opt. Lett.*, vol. **34**, 2721 (2009).
- [10] Slavica Kuzmanović, Marija Stojanović Krasić, Daniela Milović, Ana Radosavljević, Goran Gligorić, Aleksandra Maluckov and Milutin Stepić “Defect induced wave-packet dynamics in linear one-dimensional photonic lattices”, *Physica Scripta* vol. **90**, 025505, (2015)
- [11] E. L. Wooten et al., “A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. **6**, pp. 69-82 (2000).
- [12] A. Yariv, S. S. Orlov, and G. A. Rakuljic, “Holographic storage dynamics in lithium niobate: theory and experiment”, *Journal of the Optical Society of America B, Optical physics*, vol. **13**, pp. 2513-2523 (1996).
- [13] D. B. Ostrowsky, “Parametric Processes in LiNbO<sub>3</sub>” in *Integrated Optics*, H. P. J. Nolting and R. Ulrich, Eds.: *Springer*, Berlin Heidelberg, pp. 146-151 (1985).
- [14] B. Terhalle, *Controlling Light in Optically Induced Photonic Lattices*, Springer Thesis: Recognizing Outstanding Ph.D. Research ed. Verlag Berlin Heidelberg: Springer (2011).

- [15] G. Della Valle, R. Osellame, and P. Laporta, “Micromachining of photonic devices by femtosecond laser pulses”, *Journal of Optics: Pure and Applied Optics*, vol. **11**, 013001(8pp) (2009).
- [16] S. Kuzmanović, M. S. Krasić, D. Milović, M. Miletić, A. Radosavljević, G. Gligorić, A. Maluckov and M. Stepić, “Light propagation inside ‘cavity’ formed between nonlinear defect and interface of two dissimilar one-dimensional linear photonic lattices”, *Eur. Phys. J. D*, vol. **69**, 207 (2015).
- [17] S. Kuzmanović, A. Mančić, M. Stojanović Krasić, “Geometric defect influence on the light propagation through the composite linear photonic lattice”, *Facata Universitatis, Physics, Chemistry and technology VOL. 8, N<sup>o</sup> 1, 2010, PP. 68 - 105*, (2015).
- [18] P. Dustin, *Microtubules*, Springer, Berlin (1984).
- [19] J.A. Tuszyński, S. Hameroff, M.V. Sataric, B. Trpisová, M.L.A. Nip, “Ferroelectric behavior in microtubule dipole lattices: implications for information processing, signaling and assembly/disassembly”, *Jornual of Theoretical Biology*, vol. **174**, pp. 371–380 (1995).
- [20] Miljko Sataric, “Nonlinear dynamics of cellular microtubules”, *Bulletin, Classe des Sciences Mathématiques et Naturelles, Sciences mathématiques*, ISSN: 0561-7332 Issue: 39, pp. 1-21, Belgrade (2014).
- [21] M. Cifra, J. Pokorný, D. Havelka, O. Kučera, “Electric field generated by axial longitudinal vibration modes of microtubule”, *BioSystems*, vol. **100**, pp. 122–131 (2010).

- [22] D. Havelka, M. Cifra, O. Kučera, J. Pokorný, J. Vrba, “High-frequency electric field and radiation characteristics of cellular microtubule network”, *Journal of Theoretical Biology*, vol. **286**, pp. 31–40 (2011).
- [23] S. Zdravković, M.V. Satarić, S. Zeković, “Nonlinear dynamics of microtubules – A longitudinal model”, *Europhysics Letters*, vol. **102**, 38002 (2013).
- [24] Jacques E. Schoutens, “Dipole–dipole interactions in microtubules”, *Journal of Biological Physics*, vol. **31**, pp. 35–55 (2005).
- [25] M.V. Satarić, J.A. Tuszýnsky, “Nonlinear dynamics of microtubules: biophysical implications”, *J. Biol. Phys.*, vol. **31**, 487–500 (2005).
- [26] M.V. Satarić, R.B. Žakula, and J.A. Tuszyński, “A model of the energy transfer mechanisms in microtubules involving a single soliton”, *Nanobiology* **1**, pp. 445-456 (1992).
- [27] Slobodan Zdravković, Louis Kavitha, Miljko V. Satarić, Slobodan Zeković, Jovana Petrović, “Modified extended tanh-function method and nonlinear dynamics of microtubules”, *Chaos, Solitons and Fractals*, vol. **45**, pp. 1378-1386 (2012).
- [28] D.L. Sekulić, B.M. Satarić, J.A. Tuszyński and M.V. Satarić, “Nonlinear ionic pulses along microtubules”, *European Physical Journal E*, vol. **34**, 49 (2011).
- [29] S. Zdravković, A. Maluckov, M. Đekić, S. Kuzmanović and M. V. Satarić, “Are microtubules discrete or continuum systems?”, *Applied Mathematics and Computation*, vol. **242**, pp. 353–360 (2014).

- [30] M.V. Satarić, J.A. Tuszyński, R.B. Žakula, “Kink like excitations as an energy-transfer mechanism in microtubules”, *Physical Review E*, vol. **48**, pp. 589–597 (1993).
- [31] P. Drabik, S. Gusarov, A. Kovalenko, “Microtubule stability studied by three-dimensional molecular theory of solvation”, *Biophys Journal*, vol. **92**, pp. 394–403 (2007).
- [32] Eva Nogales, Michael Whittaker, Ronald A. Milligan, and Kenneth H. Downing, “High-resolution model of the microtubule”, *Cell*, vol. **96**, pp. 79–88 (1999).
- [33] M. A. Collins, A. Blumen, J. F. Currie, J. Ross, “Dynamics of domain walls in ferrodistorive materials”, I. Theory, *Physical Review B*, vol. **19**, pp. 3630–3644 (1979).
- [34] A. Gordon, “Nonlinear mechanism for proton transfer in hydrogen-bonded solids”, *Physica B*, vol. **146**, pp. 373–378 (1987).
- [35] A. Gordon, “Kink dynamics in hydrogen-bounded solids”, *Physica B*, vol. **151**, pp. 453–461 (1988).
- [36] Слободан Здравковић, *Елементи неллинеарне динамике молекула ДНК*, Докторска дисертација, Универзитет у Новом Саду (2004).
- [37] 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, pp. **240** (1965).
- [38] Catherine Sulem, Pierre-Louis Sulem, *The Nonlinear Schrödinger Equation: Self-Focusing and Wave Collapse* (Applied Mathematical Sciences), Springer (1999).

- [39] П. Беличев, *Простирање светлости у комплексним фотонским решеткама са засићујућом нелинеарношћу*, Докторска дисертација, Универзитет у Београду (2012).
- [40] S. Zdravković, M.V. Satorić, A. Maluckov and A. Balaž, “A nonlinear model of the dynamics of radial dislocations in microtubule”, *Applied Mathematics and Computation*, vol. **237**, pp. 227–237 (2014).
- [41] Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э., *Теория колебаний*, Москва Наука (1981).
- [42] O. Cornejo-Pérez, J. Negro, L. M. Nieto, H. C. Rosu, “Traveling-wave solutions for Korteweg-de Vries–Burgers equations through factorizations”, *Foundations of Physics*, vol. **36**, pp. 1587–1599 (2006).
- [43] C. Denz, S. Flach and Yu. S. Kivshar, *Nonlinearities in Periodic Structures and Metamaterials, Springer Series In Optical Sciences 150*, Springer, Berlin (2009).
- [44] 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”, *Physical Review Letters*, vol. **90**, 053902 (2003).
- [45] Christian E. Rüter, J. Wisniewski, and Detlef Kip, “Prism coupling method to excite and analyze Floquet–Bloch modes in linear and nonlinear waveguide arrays”, *Optics Letters*, vol. **31**, pp. 2768–2770 (2006).
- [46] D.N. Christodoulides and R.I. Joseph, “Discrete self-focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides”, *Optics Letters*, vol. **13**, pp. 794–796 (1988).

- [47] Tal Schwartz, Guy Bartal, Shmuel Fishman, Mordechai Segev, “Transport and Anderson localization in disordered two-dimensional photonic lattices”, *Nature*, vol. **446**, pp. 52-55 (2007).
- [48] Yoav Lahini, Assaf Avidan, Francesca Pozzi, Marc Sorel, Roberto Morandotti, Demetrios N. Christodoulides and Yaron Silberberg, “Anderson localization and nonlinearity in one-dimensional disordered photonic lattices”, *Physical Review Letters*, vol. **100**, 013906 (2008).
- [49] Francesco Fedele, Jianke Yang, and Zhigang Chen, “Defect modes in one-dimensional photonic lattices”, *Optics Letters*, vol. **30**, pp. 1506-1508 (2005).
- [50] Henrike Trompeter, Ulf Peschel, Thomas Pertsch, Falk Lederer, Ulrich Streppel, Dirk Michaelis, and Andreas Bräuer, “Tailoring guided modes in waveguide arrays”, *Optics Express*, vol. **11**, pp. 3404-3411 (2003).
- [51] M. Heinrich, Miri M. A, S. Stüzer, R. El-Ganainy, S. Nolte, A. Szameit and D. N. Christodoulides, “Supersymmetric mode converters”, *Nature Communications*, vol. **5**, pp. 3698 (2014).
- [52] W. H. Chen, X. Zhu, T. W. Wu and R. H. Li, “Defect solitons in two-dimensional optical lattices”, *Optics Express*, vol. **18**, pp. 10956-10962 (2010).
- [53] M. I. Molina and Yu. S. Kivshar, “Nonlinear localized modes at phase-slip defects in waveguide arrays”, *Optics Letters*, vol. **33**, pp. 917-919 (2008).
- [54] P. Beličev, 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).

[55] Falk Lederer, George I. Stegeman, Demetri N. Christodoulides, Gaetano Assanto, Moti Segev, Yaron Silberberg, “Discrete solitons in optics”, *Physics Reports*, vol. **463**, pp. 1-126 (2008).

[56] H. A. Haus, W. P. Huang, S. Kawakami, and N. A. Whitaker, “Coupled-Mode Theory of Optical Waveguides”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. **5**, pp. 16-23 (1987).

[57] [http://www.thelivingmoon.com/41pegasus/02files/Photonic Crystals\\_01.html](http://www.thelivingmoon.com/41pegasus/02files/Photonic_Crystals_01.html)

[58] C. Elachi and C. Yeh, “Periodic structures in integrated optics”, *J. Appl. Phys.*, vol. **44**, pp. 3146-3152 (1973).

[59] P. Yeh and A. Yariv, “Bragg reflection waveguides”, *Opt. Commun.*, vol. **19**, pp. 427-430 (1976).

[60] Y. Fink, J. N. Winn, S. Fan, C. Chen, J. Michel, J. D. Joannopoulos, E. L. Thomas, “A dielectric omnidirectional reflector”, *Science*, vol. **282**, pp. 1679-1682 (1998).

[61] F. Poli, A. Cucinotta, and S. Selleri, “Photonic crystal fibers – Properties and applications”, *Dordrecht Springer*, vol. **102** (2007).

[62] C. Cuisin, A. Chelnokov, D. Decanini, D. Peyrade, Y. Chen and J. M. Lourtioz, “Sub-micrometre dielectric and metallic yablonovite structures fabricated from resist templates”, *Optical and Quantum Electronics*, vol. **34**, pp. 13-26 (2002).



- [63] A. Radosavljević, G. Gligorić, A. Maluckov and M. Stepić, “Control of light propagation in one-dimensional quasi-periodic nonlinear photonic lattices”, *Journal of Optics*, vol. **16**, 025201 (2014).
- [64] A. Yariv and P. Yeh, *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications*. New York: Oxford University Press (2007).
- [65] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid state physics.*: Harcourt College Publishers (1976).
- [66] M. Ali Omar, *Elementary Solid State Physics: Principles and Applications*: Addison-Wesley (1994).
- [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] Feng Chen, Milutin Stepić, Vladimir Shandarov, Christian E. Rüter, Daniel Runde, Detlef Kip, Ofer Manela, and Mordechai Segev, “Discrete diffraction and spatial gap solitons in photovoltaic LiNbO<sub>3</sub> waveguide arrays”, *Optics Express*, vol. **13**, pp. 4314-4324 (2005).
- [69] H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, and J. S. Aitchinson, “Diffraction Management”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. **85**, pp. 1863-1866 (2000).
- [70] R. Morandotti, H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, M. Sorel, and J. S. Aitchinson, “Self-Focusing and Defocusing in Waveguide Arrays”, *Physical Review Letters*, vol. **86**, pp. 3296-3299 (2001).

- [71] M. J. Ablowitz and Z. H. Musslimani, “Discrete spatial solitons in a diffraction-managed nonlinear waveguide array: a unified approach”, *Physica D - Nonlin. Phenom.*, vol. **184**, pp. 276-303 (2003).
- [72] E. Fermi, J. Pasta, and S. Ulam, “Studies of nonlinear problems”, *Los Alamos report*, vol. LA-1940 (1955).
- [73] D. N. Christodoulides, F. Lederer, and Y. Silberberg, “Discretizing light behavior in linear and nonlinear waveguide lattices”, *Nature*, vol. **424**, pp. 817-823 (2003).
- [74] Марија Стојановић Красић, *Површинске локализоване моде у нелинеарним оптичким решеткама*, Докторска дисертација, Универзитет у Нишу (2013).
- [75] L. Levi, Y. Krivolapov, S. Fishman, and M. Segev, “Hyper transport of light and stochastic acceleration by evolving disorder”, *Nature Physics*, vol. 8, pp. 912-917 (2012).
- [76] S. Noda, M. Fujita and T. Asano, “Spontaneous-emission control by photonic crystals and nanocavities”, *Nature Photonics* **1**, 449-458 (2007).
- [77] P. J. Tran, “Optical limiting and switching of short pulses by use of a nonlinear photonic bandgap structure with a defect”, *Journal of the Optical Society of America B*, vol. **14**, pp. 2589-2595 (1997).
- [78] J. Meier, G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, Y. Silberberg, H. Yang, G. Salamo, M. Sorel and J. S. Aitchison, “Beam interactions with a blocker soliton in one-dimensional arrays”, *Optics Letters*, vol. **30**, pp. 1027-1029 (2005).

- [79] J. D. Wang, Ye. Z. Y., A. Miller, Hu. Y., C. B. Lou, P. Zhang, Z. G. Chen and J.K. Yang, *Phys. Rev. A*, vol. **83**, 033836 (2011).
- [80] W. Królikowski and Yuri S. Kivshar, “Soliton-based optical switching in waveguide arrays”, *Journal of the Optical Society of America B*, vol. **13**, pp. 876-887 (1996).
- [81] S. Longhi, “Quantum interference in photonic lattices with defects”, *Physical Review A*, vol. **83**, 033821 (2011).
- [82] Molina and Yu. S. Kivshar, “Nonlinear localized modes at phase-slip defects in waveguide arrays”, *Optics Letters*, vol. **33**, pp. 917-919 (2008).
- [83] R. Morandotti, H. S. Eisenberg, D. Mandelik, Y. Silberberg, D. Modotto, M. Sorrel, C. R. Stanley and J. S. Aitchison, “Interactions of discrete solitons with structural defects”, *Optics Letters*, vol. **28**, pp. 834-836 (2003).
- [84] U. Peschel, R. Morandotti, J.S. Aitchison, H.S. Eisenberg, and Y. Silberberg, “Nonlinearly induced escape from a defect state in waveguide arrays”, *Applied Physics Letters*, vol. **75**, pp. 1348-1350 (1999).
- [85] D. Kip, “Photorefractive waveguides in oxide crystals: fabrication, properties, and applications”, *Applied Physics B*, vol. **67**, pp. 131-150 (1998).
- [86] A. Kanshu, C. E. Rüter, D. Kip, and V. M. Shandarov, “Optically induced defect states in photonic lattices: formation of defect channels, directional couplers, and disordered lattices leading to Anderson-like light localization”, *Appl. Phys. B* **95**, 537–543 (2009).

- [87] E. Smirnov, C. E. Rüter, M. Stepić, V. Shandarov and D. Kip, “Dark and bright blocker soliton interaction in defocusing waveguide arrays”, *Optics Express*, vol. **14**, pp. 11248-11255 (2006).
- [88] J. Meier, G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, Y. Silberberg, H. Yang, G. Salamo, M. Sorel and J. S. Aitchison, “Incoherent blocker soliton interactions in Kerr waveguide arrays”, *Optics Letters*, vol. **30**, pp. 3174-3176 (2005).
- [89] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. Fejer, and M. Bashaw, “Dark and bright photovoltaic spatial solitons”, *Phys. Rev. A*, vol. **50**, R4457 (1994).
- [90] M. Taya, M. Bashaw, M. Fejer, M. Segev, and G. C. Valley, “Observation of dark photovoltaic spatial solitons”, *Phys. Rev. A*, vol. **52**, pp. 3095-3100 (1995).
- [91] Z. Chen, M. Segev, D. W. Wilson, R. E. Muller, and P. D. Maker, “Self-trapping of an optical vortex by use of the bulk photovoltaic effect”, *Phys. Rev. Lett.* vol. **78**, pp. 2948-2951 (1997).
- [92] A. Kanshu, C.E. Rüter, D. Kip, P. Beličev, I. Ilić, M. Stepić, and V.M. Shandarov, “Linear and nonlinear light propagation at the interface of two homogeneous waveguide arrays”, *Optics Express*, vol. **19**, pp. 1158-1167 (2011).
- [93] M. Stepić, E. Smirnov, C.E. Rüter, L. Prönneke, D. Kip, and V. Shandarov, “Beam interactions in one-dimensional saturable waveguide arrays”, *Phys. Rev. E*, vol. **74**, 046614 (2006).
- [94] S. Suntsov, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, G. I. Stegeman, R. Morandotti, M. Volatier, V. Aimez, R. Ares, C.E. Rüter, D. Kip, “Optical modes at the interface

between two dissimilar discrete meta-materials”, *Optics Express*, vol. **15**, pp. 4663-4670 (2007).

[95] 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”, *Optics Express*, vol. **16**, pp. 10480-10492 (2008).

[96] R. Guo and H.-Q. Hao, “Breathers and multi-soliton solutions for the higher-order generalized nonlinear Schrödinger equation”, *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, vol. **18**, pp. 2426–2435 (2013).

[97] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, “Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media”, *Soviet Physics JETP*, vol. **34**, pp. 62-69 (1972).

[98] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Fourth Edition ed. New York: Academic Press (2007).

[99] R. A. Fisher and W. K. Bischel, “The role of linear dispersion in plane-wave self-phase modulation”, *Applied Physics Letters*, vol. **23**, pp. 661-663 (1973).

[100] J. W. Cooley and J. W. Tukey, “An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series”, *Mathematics of Computation*, vol. **19**, pp. 297-301 (1965).

[101] G. H. Weiss and A. A. Maradudin, “The Baker-Hausdorff Formula and a Problem in Crystal Physics”, *Journal of Mathematical Physics*, vol. **3**, pp. 771-780 (1962).

## Спектрална метода раздвојених корака

Нелинеарне парцијалне диференцијалне једначине којима се описује простирање светлости кроз оптичке системе, када светлост има довољно велики интензитет да изазове нелинеарни одзив средине, најчешће нису аналитички решиве. Једна од аналитички решивих једначина је нелинеарна Шредингерова једначина са кубним нелинеарним чланом, која описује Керову нелинеарност и може се решити применом метода инверзног расејања (*Inverse scattering method*) [97]. Развијене нумеричке методе су углавном базирани на модификацији метода коначних разлика или на примени псеудо - спектралним методама [98].

Једна од најчешће коришћених метода је спектрална метода раздвојених корака (*Split – step Fourier method*) [99]. Предност овог поступка је веома велика брзина извршавања, која нарочито долази до изражаја када се посматра простирање светлости кроз велики број спрегнутих елемената, као у случају ФР са великим бројем спрегнутих таласовода.

У овом додатку је скицирана реализација нумеричке спектралне методе на примеру решавања једначине (3.1). Чланови у ј-ни (3.1) се могу разврстати на линеарни дисперзиони члан, који описује дифракцију, нелинеарни члан који се односи на засићујући нелинеарни одзив фоторефрактивне ФР и члан који описује трансверзални профил индекса преламања решетке. Другим речима једначина (3.1) се може представити у операторској форми

$$i \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = (\hat{D} + \hat{N} + \hat{V})\psi. \quad (\text{A.1})$$

Овде су  $\hat{D}$ ,  $\hat{N}$  и  $\hat{V}$  дисперзиони оператор, нелинеарни оператор и оператор потенцијала решетке, који су дефинисани на следећи начин

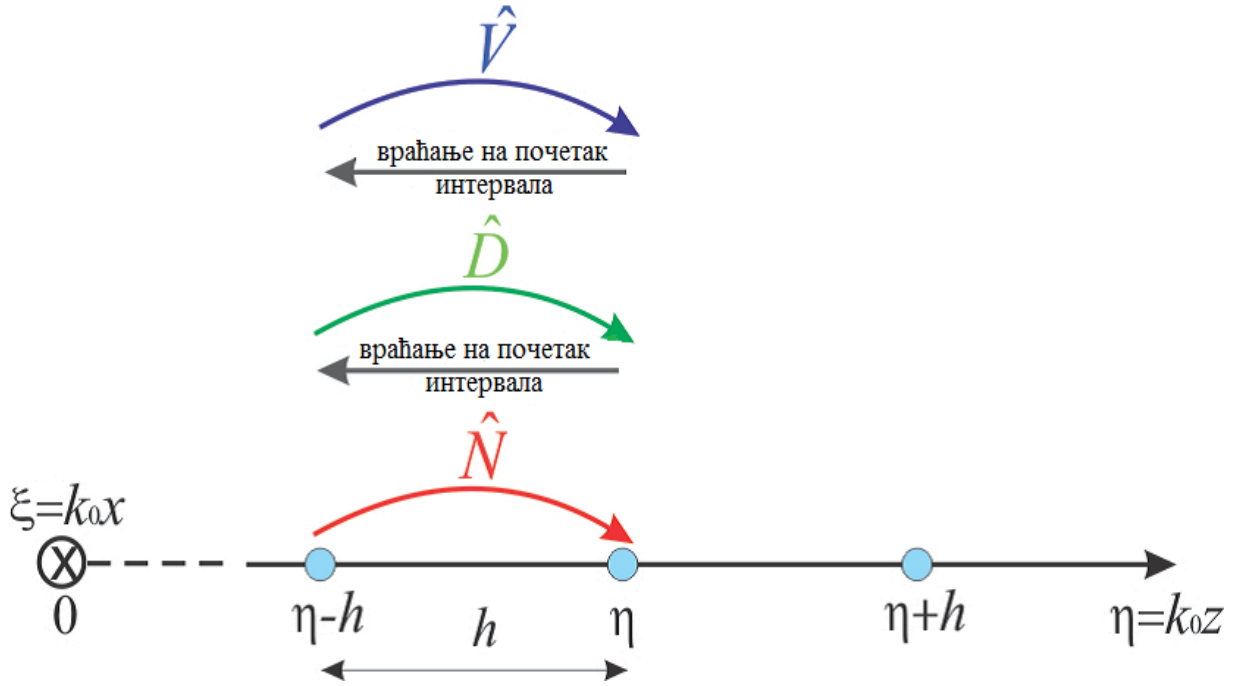
$$\hat{D} = -\frac{1}{2n_0} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}, \quad (\text{A.2})$$

$$\hat{N} = -\gamma \frac{|\psi|^2}{1 + |\psi|^2}, \quad (\text{A.3})$$

$$\hat{V} = -n_0 \Delta n G(\xi). \quad (\text{A.4})$$

Нелинеарност и остали ефекти делују истовремено на оптички сноп који се простира решетком. Основна претпоставка у примени спектралне методе раздвојених корака је да се деловање појединих оператора може посматрати независно на кратком интервалу  $h$  у правцу простирања, који је овде означен са  $\eta$ . Оваква претпоставка је тим прихватљивија што је интервал мањи.

Процедура решавања једначине на интервалу од  $\eta$  до  $\eta + h$  се спроводи у три корака: прво се посматра само деловање нелинеарног оператора и одређује резултат тог дејства у тачки  $\eta + h$  на основу почетне вредности бездимензионалне амплитуде електричног поља  $\psi(h)$ , затим се враћа на почетак интервала и посматра дејство само дисперзионог оператора. Као почетна вредност за рачунање дејства линеарног оператора од  $\eta$  до  $\eta + h$  користи се претходно добијени резултат дејства само нелинеарног оператора на посматраном интервалу. У трећем кораку се рачуна само дејство оператора потенцијала решетке, враћањем на почетак интервала  $\eta$  и коришћењем претходно добијеног резултата за амплитуду поља као почетне вредности. Ова трокорачна процедура је шематски приказана на слици А.1. Даље се овакав поступак понавља до жељене дужине у правцу простирања светлости, при чему величине корака интеграције у општем случају не морају бити једнаке.



Слика А.1 Шематски приказ корака нумеричких рачунања вредности бездимензионалне амплитуде електричног поља светлости која се простире кроз ФР [6].

Дејство дисперзионог оператора, који је диференцијалног типа, је због веће ефикасности изведено у Фуријеовом (Fourier) простору. Заправо диференцијални оператор је сведен на мултипликативни оператор трансформацијом координатног у Фуријеов простор применом нумеричког алгорита брзе Фуријеове трансформације (*Fast Fourier Transform*) [100]. У другом кораку претходно представљене нумеричке процедуре уместо диференцијалне решавана је алгебарска једначина. Тиме је брзина извршења овог нумеричког поступка повећана у поређењу са методама базираним на методи коначних разлика који иначе дају исту тачност.

Математички се претходно скицирана нумеричка процедура може записати на следећи начин:

$$\psi(\eta + h, \xi) = \hat{V}F^{-1}\left(\hat{D}F\left(\hat{N}\psi(\eta, \xi)\right)\right), \quad (\text{A.5})$$

где су  $F$  и  $F^{-1}$  Фуријеова и инверзна Фуријеова трансформација.

Деловање нелинеарног оператора се изражава релацијом:

$$\frac{\partial\psi(\eta, \xi)}{\partial\eta} = i\gamma \frac{|\psi(\eta, \xi)|^2}{1 + |\psi(\eta, \xi)|^2} \psi(\eta, \xi). \quad (\text{A.6})$$



Под условом да се  $\psi$  споро мења при простирању, приближно решење једначине (А.6) је:

$$\psi(\eta + h, \xi) = \psi(\eta, \xi) \exp\left(i \int_0^h \gamma \frac{|\psi|^2}{1 + |\psi|^2} d\eta\right). \quad (\text{A.7})$$

У појединим фазама прорачуна, за приближно решавање претходног интеграла коришћене су три различите методе:

1. У првом кораку алгоритма у  $h = 0$  на располагању је само почетни услов, па се за интеграцију користи Симпсонова (Simpson) метода, што као резултат даје:

$$\psi'(h, \xi) = \psi(0, \xi) \exp\left(i\gamma \frac{|\psi(0, \xi)|^2}{1 + |\psi(0, \xi)|^2} h\right). \quad (\text{A.8})$$

2. За тачније израчунавање величине  $\psi(h, \xi)$  може се итеративним поступком искористити поред почетног услова и већ израчуната вредност  $\psi'(h, \xi)$  (А.8). Применом трапезоидног правила добија се:

$$\psi(h, \xi) = \psi(0, \xi) \exp\left[\frac{i\gamma}{2} \left(\frac{|\psi(0, \xi)|^2}{1 + |\psi(0, \xi)|^2} + \frac{|\psi'(h, \xi)|^2}{1 + |\psi'(h, \xi)|^2}\right) h\right]. \quad (\text{A.9})$$

3. У свим осталим корацима интеграције за приближно израчунавање интеграла из израза (А.7), тренутна вредност  $\psi(\eta, \xi)$  прорачунава се на основу вредности из два претходна корака:

$$\psi(\eta + h, \xi) = \psi(\eta - h, \xi) \exp\left(i\gamma \frac{|\psi(\eta, \xi)|^2}{1 + |\psi(\eta, \xi)|^2} 2h\right). \quad (\text{A.10})$$

Претходни израз добијен је применом теореме о средњој вредности при приближном израчунавању интеграла који фигурише у експоненту израза (А.7).

Деловање дисперзног оператора се математички моделује на следећи начин. Занемаривањем нелинеарног члана и члана који описује потенцијал решетке, једначина (5.8) се своди на:

$$i \frac{\partial \psi(\eta, \xi)}{\partial \eta} = -\frac{1}{2n_0} \frac{\partial^2 \psi(\eta, \xi)}{\partial \xi^2}. \quad (\text{A.11})$$

Применом Фуријеове трансформације, једначина (А.11) постаје:

$$i \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \eta} = \omega^2 \tilde{\psi}, \quad (\text{A.12})$$

при чему је са  $\hat{\psi}$  означен Фуријеов трансформ:

$$\tilde{\psi}(\eta, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\eta, \xi) \exp(-i\omega\xi) d\xi. \quad (\text{A.13})$$

Након решавања у фреквентном домену, решење се конвертује у физички простор инверзном Фуријеовом трансформацијом. Добијена решења се користе као почетна вредност за оператор потенцијала решетке.

Једначина која описује само дејство оператора потенцијала решетке – мултипликативни оператор - има следећи облик:

$$\frac{\partial \psi(\eta, \xi)}{\partial \eta} = in_0 \Delta n G(\xi) \psi(\eta, \xi). \quad (\text{A.14})$$

За произвољни интервал у правцу простирања (осим првог), након трокорачне процедуре за одређивање појединачног дејства оператора на кратком интервалу  $h$ , решење се може записати у облику:

$$\psi(\eta + h, \xi) = \exp(in_0 \Delta n G(\xi) 2h) F^{-1} \left\{ \exp(-i\omega^2 2h) F \left\{ \psi(\eta - h, \xi) \exp\left(i\gamma \frac{|\psi(\eta, \xi)|^2}{1 + |\psi(\eta, \xi)|^2} 2h\right) \right\} \right\}. \quad (\text{A.15})$$

Детаљан приказ процене тачности спектралне методе раздвојених корака дат је у литератури [101].

## **БИОГРАФИЈА**

Славица (Јовица) Кузмановић је рођена 08.10.1987. године у Прокупљу. Основну школу је завршила у Бабином Мосту, а средњу школу је завршила у Косовској Митровици на Косову и Метохији. Након завршене средње школе уписала је Природно–математички факултет Универзитета у Приштини 2006. године, где је дипломирала 2010. године на Одсеку за физику са просечном оценом 9.38 одбраном дипломског рада са темом „Соларне ћелије примена и технологија израде” чиме стиче назив дипломирани физичар. Исте године уписала је докторске академске студије, на Теоријској физици плазме Природно-математичког факултету у Нишу.

Од марта 2011. године запослена је као асистент–приправник на Природно–математичком факултету у Косовској Митровици за ужу научну област Примењена физика. Фебруара 2014. је унапређена у звање асистента, Природно–математичког факултета. У својој научној каријери Славица Кузмановић је до сада објавила један рад у врхунском међународном часопису са SCI листе [M21], два рада у водећим часописима [M22], један рад у категорији радова [M53], два рада у зборницима радова са међународних конференција [M33], два рада штампана у изводу са међународних конференција [M34] и један рад штампан у целини са конференције националног значаја [M63].

# **БИБЛИОГРАФИЈА**

## **Рад у врхунском међународном часопису, M21**

1. S. Zdravković, A. Maluckov, M. Dekić, **S. Kuzmanović**, M.V. Satarić, *Are micro-tubules discrete or continuum systems?*, Applied Mathematics and Computation, vol. 242 br., str. 353-360, (2014).

## **Радови у истакнутом међународном часопису, M22**

2. **Slavica Kuzmanović**, Marija Stojanović Krasić, Daniela Milović, Ana Radosavljević, Goran Gligorić, Aleksandra Maluckov and Milutin Stepić, *Defect induced wave-packet dynamics in linear one-dimensional photonic lattices*, Physica Scripta 90, 025505, (2015).

3. **S. Kuzmanović**, M. S. Krasić, D. Milović, M. Miletić, A. Radosavljević, G. Gligorić, A. Maluckov and M. Stepić, *Light propagation inside ‘cavity’ formed between nonlinear defect and interface of two dissimilar one-dimensional linear photonic lattices* Eur. Phys. J. D, 69, 207, (2015).

## **Рад у научном часопису, M53**

1. **S. Kuzmanović**, A. Mančić, M. Stojanović Krasić, *Geometric defect influence on the light propagation through the composite linear photonic lattice*, Facata Universitatis, Physics, Chemistry and technology VOL. 8, N<sup>o</sup> 1, 2010, PP. 85 - 105, (2015).

**Радови саопштени на скуповима међународног значаја М33:**

1. **S. Kuzmanović** and S. Zdravković, *Kink solitons and breathers in microtubules*, Book of Abstracts, Theoretical Approaches to BioInformation Systems - TABIS 2013 Belgrade, 17-22 September 2013.

2. Branko Drljača, **Slavica Kuzmanović**, Svetislav Savović: *Explicit finite difference method for solving power flow equation with applications in fiber optics modeling*, Matematičke i informacione tehnologije – MIT, Vrnjačka Banja, 05-09 Septembar 2013.

**Радови саопштени на скуповима међународног значаја М34:**

1. **S. Kuzmanović**, M. Stojanović Krasić, D. Milović, A. Radosavljević, G. Gligorić, A. Maluckov and M. Stepić *Light propagation in cavity formed by nonlinear defect and interface between two different linear waveguide arrays*, Advanced Photonics Congress, Crowne Plaza Barcelona Fira Center, Barcelona, Spain, 27 - 31 July 2014.

2. M. Stojanović Krasić, A. Mančić, **S. Kuzmanović**, S. Đorić Veljković and M. Stepić, *Light propagation through the composite linear photonic lattice containing two nonlinear defects*, V International School and Conference on Photonics - Photonica 2015, Belgrade, Serbia, 24 – 28 August 2015.

**Рад саопштен на скупу националног значаја М63:**

3. Б. Дрљача, С. Савовић, **С. Кузмановић**: Утицај карактеристика улазног снопа светлости на пропусни опсег пластичних оптичких влакана са степенастим индексом преламања, Зборник радова XII Конгрес физичара Србије, 28. април – 2. мај 2013, Врњачка Бања.



## ИЗЈАВА О АУТОРСТВУ

Изјављујем да је докторска дисертација, под насловом

**КОНТРОЛА ФОРМИРАЊА И ПРОСТИРАЊА ЛОКАЛИЗОВАНИХ  
СТРУКТУРА У ФОТОНСКИМ РЕШЕТКАМА С ДЕФЕКТИМА**

- резултат сопственог истраживачког рада;
- да ову дисертацију, ни у целини, нити у деловима, нисам пријављивао/ла на другим факултетима, нити универзитетима;
- да нисам повредио/ла ауторска права, нити злоупотребио/ла интелектуалну својину других лица.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци, који су у вези са ауторством и добијањем академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада, и то у каталогу Библиотеке, Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Нишу, као и у публикацијама Универзитета у Нишу.

У Нишу, \_\_\_\_\_.

Потпис аутора дисертације:

---

Славица Ј. Кузмановић



---

## ИЗЈАВА О ИСТОВЕТНОСТИ ШТАМПАНОГ И ЕЛЕКТРОНСКОГ ОБЛИКА ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

Наслов дисертације:

**КОНТРОЛА ФОРМИРАЊА И ПРОСТИРАЊА ЛОКАЛИЗОВАНИХ  
СТРУКТУРА У ФОТОНСКИМ РЕШЕТКАМА С ДЕФЕКТИМА**

Изјављујем да је електронски облик моје докторске дисертације, коју сам предао/ла за уношење у **Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу**, истоветан штампаном облику.

У Нишу, \_\_\_\_\_.

Потпис аутора дисертације:

---

Славица Ј. Кузмановић



## ИЗЈАВА О КОРИШЋЕЊУ

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Никола Тесла“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу унесе моју докторску дисертацију, под насловом:

### **КОНТРОЛА ФОРМИРАЊА И ПРОСТИРАЊА ЛОКАЛИЗОВАНИХ СТРУКТУРА У ФОТОНСКИМ РЕШЕТКАМА С ДЕФЕКТИМА**

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

Моју докторску дисертацију, унету у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу, могу користити сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons), за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство (CC BY)

2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)

**3. Ауторство – некомерцијално – без прераде (CC BY-NC-ND)**

4. Ауторство – некомерцијално – делили под истим условима (CC BY-NC-SA)

5. Ауторство – без прераде (CC BY-ND)

6. Ауторство – делили под истим условима (CC BY-SA)

У Нишу, \_\_\_\_\_.

Потпис аутора дисертације:

\_\_\_\_\_  
Славица Ј. Кузмановић





## ТИПОВИ ЛИЦЕНЦИ КРЕАТИВНЕ ЗАЈЕДНИЦЕ

### 1. Ауторство (CC BY)

Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора, на начин одређен од аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

### 2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)

Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора, на начин одређен од аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

### 3. Ауторство – некомерцијално – без прерада (CC BY-NC-ND)

Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора, на начин одређен од аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

### 4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)

Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора, на начин одређен од аутора или даваоца лиценце, и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада

### 5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)

Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора, на начин одређен од аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

### 6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора, на начин одређен од аутора или даваоца лиценце, и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.