



UNIVERZITET U NIŠU  
ELEKTRONSKI FAKULTET



**Marija M. Veljković**

**GENERISANJE SUPERKONTINUUMA I  
PRIMENA U OPTIČKIM  
TELEKOMUNIKACIJAMA**

DOKTORSKA DISERTACIJA

Niš, 2019.



UNIVERSITY OF NIŠ  
FACULTY OF ELECTRONIC ENGINEERING



**Marija M. Veljković**

**SUPERCONTINUUM GENERATION AND  
APPLICATION IN OPTICAL  
TELECOMMUNICATIONS**

DOCTORAL DISSERTATION

Niš, 2019.

# *Zahvalnica*

*Zahvaljujem se mentoru dr Danieli Milović na izuzetnoj saradnji i bezrezervnoj podršci tokom istraživanja i izrade ove disertacije. Zahvaljujem se i dr Aleksandri Maluckov na mnogobrojnim sugestijama u toku zajedničkog istraživanja i savetima prilikom izrade ove disertacije.*

*Najtoplije se zahvaljujem članovima moje porodice na pruženoj podršci, razumevanju i strpljenju.*

*Autor*

## Podaci o doktorskoj disertaciji

Mentor: Prof. dr Daniela Milović, redovni profesor, Univerzitet u Nišu, Elektronski fakultet

Naslov: Generisanje superkontinuuama i primena u optičkim telekomunikacijama

Generisanje superkontinuuama predstavlja fenomen širenja spektra signala usled uzajamnog dejstva nelinearnih i disperzivnih efekata nelinearnog medijuma. Ovaj fenomen predmet je brojnih istraživanja u različitim medijumima, zbog širokog spektra njegove primene u velikom broju oblasti, kao što su tomografija, metrologija, spektroskopija, bio-medicinska optika i u oblasti optičkih telekomunikacija. Za analizu i modelovanje karakteristika superkontinuuama od ključnog je značaja izbor medijuma u kome se vrši propagacija signala i generisanje superkontinuuama. Za primenu superkontinuuama u oblasti optičkih telekomunikacija pogodna su optička vlakna specifične mikrostrukture, tkz. PCF (*Photonic Crystal Fiber*) vlakna, zbog njihove visoke nelinearnosti i mogućnosti modelovanja disperzivnog profila, modelovanjem strukture samog vlakna. Osim od disperzivnih i nelinearnih karakteristika vlakna, karakteristike spektra superkontinuuama zavise i od niza parametara ulaznog signala, kao što su talasna dužina, snaga, oblik i trajanje ulaznog impulsa. Ovi parametri značajno utiču na dinamiku superkontinuuama, u smislu formiranja procesa odgovornih za generisanje superkontinuuama kao što su fisija solitona, generisanje disperzivnih talasa, samofazna modulacija itd. S druge strane, oni utiču i na širinu izlaznog spektra superkontinuuama i njegovu koherentnost, što je ključno za primenu superkontinuuama u različitim oblastima.

Rezime: U disertaciji je prikazano istraživanje karakteristika superkontinuuama u PCF vlaknima različitih disperzivnih profila, u zavisnosti od različitih parametara ulaznog signala. Generisanje superkontinuuama vrši se na talasnim dužinama koje odgovaraju prvom, drugom i trećem optičkom prozoru. Analizirani su procesi odgovorni za širenje spektra u različitim optičkim prozorima i disperzivnim režimima, za različite vrednosti ulaznih parametara. Za istraživanje superkontinuuama korišćene su numeričke simulacije propagacije signala PCF vlaknom, a sam proces modelovan je nelinearnom Schrödinger – ovom jednačinom. Takođe, u disertaciji je dat i osvrt na verovatnoću raspodele ekstremnih događaja, odnosno RW (*Rogue Wave*) talasa u superkontinuumu generisanom u anomalnom disperzivnom režimu.

U disertaciji je posvećena pažnja izučavanju karakteristika spektra superkontinuuama i njegove koherentnosti u anomalnom i normalnom disperzivnom režimu, u cilju određivanja optimalnog disperzivnog režima, vrste PCF vlakna i ulaznih parametara signala kojim se dobija spektar superkontinuuama pogodan za primenu kao višetalasni izvor u WDM (*Wavelength Division Multiplexing*)

	sistemima.
Naučna oblast:	Elektrotehničko i računarsko inženjerstvo
Naučna disciplina:	Telekomunikacije
Ključne reči:	Superkontinuum, Nelinearna optika, Generalizovana nelinearna Schrödinger-ova jednačina, PCF vlakna, Ekstremni događaji, Optičke komunikacije, Multipleksiranje talasnih dužina
UDK:	(681.7+539.121.8):621.391.63
CERIF klasifikacija:	T 180
Tip licence Kreativne zajednice:	<b>CC BY-NC-ND</b>

## Data on Doctoral Dissertation

Doctoral Supervisor: Prof. dr Daniela Milović, full professor, University of Niš, Faculty of Electronic Engineering

Title: Supercontinuum generation and application in optical telecommunications

Abstract: Supercontinuum generation is a phenomenon of signal spectrum broadening, due to the interplay between nonlinear and dispersive effects of the nonlinear medium. This phenomenon has been the subject of numerous studies in different mediums, due to its wide range of applications in a number of fields, such as tomography, metrology, spectroscopy, biomedical optics and in the field of optical telecommunications. For the analysis and modeling of the supercontinuum characteristics, it is crucial to select a medium in which signal propagation and supercontinuum generation are performed. For the application of supercontinuum in the field of optical telecommunications, optical fibers of the specific microstructure, i.e. PCF (Photonic Crystal Fiber) fibers are used, due to the high nonlinearity and the ability to model its dispersion profile, by modeling the structure of the fiber itself. In addition to the dispersive and nonlinear characteristics of the fiber, characteristics of the supercontinuum spectrum depend on a number of input signal parameters, such as wavelength, power, shape and duration of the input pulse. These parameters significantly influence the dynamics of the supercontinuum, in terms of the formation of processes responsible for the generation of supercontinuum, such as soliton fission, dispersive waves generation, self-phase modulation, etc. On the other hand, they also affect the width of the supercontinuum output spectrum and its coherence, which is crucial for supercontinuum applications in different fields.

This doctoral thesis presents the investigation of supercontinuum characteristics in PCF fibers of different dispersion profiles, for different input signal parameters. Supercontinuum generation is performed at wavelengths corresponding to the first, second and third optical windows. The processes responsible for spectrum spread in different optical windows and dispersion regimes, for different values of the input parameters, are analyzed. Supercontinuum generation in PCF fibers is numerically investigated and the process itself was modeled by the nonlinear Schrödinger equation. Also, the thesis gives an overview of the probability of distribution of extreme events, RW (Rogue Wave) waves, in supercontinuum generated in the anomalous dispersion regime.

Furthermore, study was focused on determining the characteristics of the supercontinuum spectrum and its coherence in the anomalous and normal dispersive regime, in order to define the optimal dispersion regime, the type of PCF fiber and the input parameters of the signal, to obtain supercontinuum spectrum, suitable for use as a multi-wavelength optical source in WDM (Wavelength

Division Multiplexing) systems.

Scientific Field: Electrical and Computer Engineering  
Scientific Discipline: Telecommunications

Key Words: Supercontinuum, Nonlinear optics, GNLSE, PCF fibers, Extreme events, Optical telecommunications, WDM - Wavelength Divisionmultiplexing

UDC: (681.7+539.121.8):621.391.63

CERIF Classification: T 180

Creative Commons License Type: **CC BY-NC-ND**

# SADRŽAJ

1.	UVOD .....	1
2.	NELINEARNA OPTIKA U TELEKOMUNIKACIJAMA .....	8
2.1.	Prostiranje talasa u optičkom vlaknu .....	8
2.1.1.	Maxwell-ove jednačine .....	9
2.1.2.	Jednačine za nelinearno prostiranje impulsa .....	10
2.2.	Linearni efekti u optičkom vlaknu .....	13
2.2.1.	Slabljenje .....	13
2.2.2.	Disperzija .....	15
2.3.	Nelinearni efekti u optičkom vlaknu .....	19
2.3.1.	Samofazna modulacija .....	21
2.3.2.	Solitoni .....	23
2.3.3.	Međufazna modulacija .....	24
2.3.4.	Mešanje četiri talasa .....	27
2.3.5.	Nelinearni efekti rasejanja .....	28
2.3.5.1	Stimulisano Brillouin-ovo rasejanje .....	29
2.3.5.2	Stimulisano Raman-ovo rasejanje .....	30
2.3.6.	Disperzivni talasi .....	32
2.4.	Modulaciona nestabilnost .....	34
3.	NUMERIČKO REŠAVANJE NELINEARNE SCHRODINGER-OVE JEDNAČINE .....	38
4.	FOTONIČNA KRISTALNA VLAKNA .....	42
4.1.	Vrste PCF vlakana .....	43
4.2.	Proizvodnja PCF vlakna .....	45
4.3.	Karakteristike PCF vlakana .....	47



4.4.	PCF vlakna za generisanje superkontinuumu	49
5.	GENERISANJE SUPERKONTINUUMA U FOTONIČNIM KRISTALNIM VLAKNIMA	51
5.1.	Uvod	51
5.2.	Uporedna analiza karakteristika superkontinuumu u tri optička prozora	57
5.2.1.	Uticaj oblika i snage ulaznog impulsa	60
5.2.2.	Uticaj čirpa na superkontinuum	74
5.2.3.	Ekstremni događaji u superkontinuumu u prisustvu ulaznog čirpa	78
5.2.3.1	Uticaj čirpa na superkontinuum i verovatnoću raspodele događaja velikog intenziteta	78
5.2.3.2	Uticaj ulaznog šuma na superkontinuum i verovatnoću raspodele ekstremnih događaja	80
6.	PRIMENA SUPERKONTINUUMA U OPTIČKIM TELEKOMUNIKACIJAMA	84
6.1.	Uvod	84
6.2.	Koherentnost superkontinuumu	89
6.3.	SC izvor u WDM sistemima	91
7.	ZAKLJUČAK	103
	LITERATURA	107
	SPISAK OBJAVLJENIH RADOVA AUTORA	120
	BIOGRAFIJA AUTORA	122
	IZJAVE AUTORA	123

# 1. UVOD

Istraživanje prikazano u disertaciji bavi se fenomenom generisanja superkontinuuma SCG (*Supercontinuum Generation*). U poslednjih 20 godina generisanje superkontinuuma je predmet brojnih istraživanja, kako eksperimentalnih tako i numeričkih, pre svega zbog širokog spektra njegove primene u velikom broju različitih oblasti, kao što su tomografija, metrologija, spektroskopija, bio-medicinska optika i u oblasti optičkih telekomunikacija. Superkontinuum predstavlja širok spektar signala koji je generisan usled interakcije linearnih i nelinearnih efekata, tokom propagacije svetlosti velikog intenziteta u visoko nelinearnom medijumu. U disertaciji je prikazano istraživanje fenomena generisanja superkontinuumu u PCF (*Photonic Crystal Fiber*) optičkim vlaknima.

Prostiranje elektromagnetnog talasa ili impulsa zavisi od medijuma kojim se prostire. Linerani efekti u optičkom vlaknu, slabljenje intenziteta signala i disperzija signala, generišu se kao posledica kretanja elektrona u materijalu optičkog vlakna, pod dejstvom elektromagnetnog polja i proporcionalni su jačini elektromagnetnog polja. Sve dok je optička snaga unutar optičkog vlakna mala, vlakno se može tretirati kao linearan medijum, tj. gubici i indeks prelamanja vlakna su nezavisni od snage signala. Međutim, kada je reč o signalima velikog intenziteta, dolaze do izražaja i nelinearni efekti, koji nastaju usled toga što gubici i indeks prelamanja zavise od optičke snage u vlaknu. Odnosno, ubacivanjem signala velike snage u optičko vlakno, kretanje elektrona materijala nije više linearno i proporcionalno jačini elektromagnetnog polja. Indeks prelamanja postaje zavistan od intenziteta impulsa (Kerr-ovi efekti) i dolazi do interakcije fotona sa fononima (molekularne vibracije) medijuma (Raman-ov efekat). Nelinearni efekti utiču na generisanje novih frekvencijskih komponenti polja, što dovodi do širenja spektra signala u procesu generisanja superkontinuumu [2] [3]. Sa dovoljno velikim intenzitetom signala i sa odgovarajućim karakteristikama optičkog vlakna može se postići širenje spektra i do nekoliko hiljada *nm* u odnosu na širinu spektra signala na ulazu vlakna [2]. Superkontinuum, kao fenomen širenja spektra, uočen je još 1970. od strane naučnika Alfano i Shapiro u borosilikatnom staklu (*bulk BK7 glass*) [1]. Od tada su sprovedena brojna numerička i eksperimentalna istraživanja, koja se bave izučavanjem ovog fenomena u različitim medijumima, poput organskih i neorganskih tečnosti, gasova i različitih tipova talasovoda. Prva istraživanja ovog fenomena u optičkom vlaknu sproveli su Lin i Stolen, 1976. godine [41]. U ovom eksperimentu pokazano je da je širenje spektra povećano zahvaljujući kombinaciji više nelinearnih efekata, kao što su samofazna modulacija

SPM (*Self-phase Modulation*), međufazna modulacija XPM (*Cross-phase Modulation*), mešanje četiri talasa FWM (*Four Wave Mixing*) i stimulirano Raman-ovo rasejanje SRS (*Stimulated Raman Scattering*). Usledila su brojna istraživanja, koja su izučavala fenomen generisanja superkontinuumu u optičkom vlaknu u zavisnosti od različitih parametara ulaznog signala i karakteristika samog medijuma [43-59].

Prvo generisanje superkontinuumu u fotoničnim kristalnim vlaknima PCF (*Photonic Crystal Fibers*) objavljeno je od strane naučnika J. Ranka i njegovih kolega 1999. [60] i 2000. [61]. Osnovna karakteristika ovog tipa optičkog vlakna jeste mogućnost modelovanja njihove mikrostrukture, a samim tim i njihovih disperzivnih i nelinearnih karakteristika. Stoga je generisanje superkontinuumu u PCF vlaknu dovelo do porasta interesovanja za sam fenomen superkontinuumu i njegove potencijalne primene u velikom broju različitih oblasti. Upotreba PCF vlakna za generisanje superkontinuumu predstavlja prekretnicu u ovoj oblasti, pre svega zbog mogućnosti modelovanja disperzije i nelinearnosti PCF vlakna, koristeći širok opseg parametara izvora, što je bilo nemoguće u silikatnom staklu ili standardnim optičkim vlaknima. Takođe, PCF vlakna su omogućila upotrebu izvora manje snage za generisanje superkontinuumu, što je kompenzovano nešto većom dužinom PCF vlakna. Stoga su sa uvođenjem PCF vlakana za generisanje superkontinuumu usledila su brojna istraživanja primene superkontinuumu u oblasti spektroskopije, mikroskopije, metrologije, optičke tomografije, nelinearne optike itd. [6] [21] [147-149]. Postoje brojna istraživanja fenomena superkontinuumu, u različitom opsegu trajanja ulaznog signala: pikosekund impulsi u opsegu 100 ps – 1 ns [66-72], nanosekund impulsi [73-76] i CW signali [77-79]. U svakom od navedenih režima, odnosno za različite opsege trajanja ulaznog impulsa, karakteristike generisanog superkontinuumu se drastično razlikuju i nelinearni procesi odgovorni za širenje spektra se međusobno razlikuju. Drugi bitan faktor koji pored trajanja impulsa utiče na dinamiku superkontinuumu jeste disperzivni režim. Pokazano je da je širenje spektra signala u procesu generisanja superkontinuumu u PCF vlaknima najintenzivnije u anomalnom disperzivnom režimu i fizika procesa superkontinuumu se zasniva na fisiji solitona, Raman SFS (*Self-frequency Shift*) efektu i generisanju disperzivnih talasa [13]. S druge strane, generisanje superkontinuumu u normalnom disperzivnom režimu karakteriše se manjim širenjem spektra ali znatno većom koherentnošću spektra superkontinuumu [83] [84] [104-106], što je od velikog značaja za njegovu primenu.

Postoji veliki broj vrsta PCF vlakana koji su determinisani mikrostrukturom u kojoj se materijali sa velikim i malim indeksom prelamanja periodično smenjuju unutar vlakna.

Dakle, PCF vlakna sadrže periodičnu varijaciju indeksa prelamanja u ravni normalnoj u odnosu na pravac prostiranja svetlosti, koja se postiže specifičnom mikrostrukturom - vlakno sadrži šupljine, koje su raspoređene oko jezgra vlakna i čine omotač vlakna [2] [9] [21-25]. Ukoliko je u centru vlakna jezgro koje je puno (ispunjeno čvrstim materijalom, tečnošću ili gasom) takva PCF vlakna nazivaju se vlakna sa punim jezgrom (*Solid-core PCF*), odnosno ukoliko je jezgro šuplje takva vlakna nazivaju se *Hollow-core PCF*. U zavisnosti od toga da li je u središtu vlakna šupljina ili je pak jezgro puno kod PCF vlakana postoje dva tipa mehanizma za provođenje svetlosti. Kod PCF vlakana sa punim jezgrom prostiranje svetlosti se odvija po principu totalne refleksije, koja se često naziva modifikovana unutrašnja totalna refleksija [22], dok se kod PCF vlakana sa šupljim jezgrom prenos svetlosti odvija pomoću tzv. *photonic bandgap* efekta. Kao što je već pomenuto, disperzija PCF vlakana se može kontrolisati u smislu da se konstrukcijom PCF vlakna može odrediti talasna dužina na kojoj je disperzija jednaka nuli, što je značajno za proces generisanja superkontinuum. Zbog velike razlike indeksa prelamanja jezgra i omotača, kao i zbog fleksibilnosti u promeni prečnika šupljina u omotaču i njihovog međusobnog rastojanja, mogu se modelovati različiti disperzivni profili PCF vlakna, u odnosu na standardna optička vlakna. Međutim, sama PCF vlakna sadrže određene specifičnosti, u zavisnosti od toga da li je jezgro šuplje ili puno, pa su i rezultati generisanja superkontinuum u njima sasvim drugačiji. Većina istraživanja usmerena je na numeričko i eksperimentalno izučavanje svojstava generisanog superkontinuum unutar PCF vlakna sa punim jezgrom [3] [13] [21] [74] [83] [85]. Ovakva vlakna su se pokazala pogodnijim za generisanje superkontinuum od PCF vlakna sa šupljim jezgrom, zbog visoke nelineranosti i mogućnosti podešavanja nulte disperzije, dizajniranjem specifične mikrostrukture vlakna. To je značajno iz razloga što se intenzivnije širenje spektra postiže kada je referentna talasna dužina signala u oblasti nulte disperzije vlakna [3] [13] [21]. Na osnovu svega navedenog, PCF vlakna sa punim jezgrom su izabrana kao medijum za generisanje i izučavanje fenomena superkontinuum u ovoj disertaciji.

Iako postoji mnoštvo numeričkih i eksperimentalnih istraživanja superkontinuum, u različitim medijumima i disperzivnom režimu i za različita trajanja impulsa, i dalje postoji mnogo neistraženih mogućnosti primene superkontinuum. U oblasti telekomunikacija predložena je primena superkontinuum za generisanje niza kratkih impulsa, za kompresiju impulsa, konverziju TDM (*Time Division Multiplexing*) signala u WDM (*Wavelength Division Multiplexing*), SC kao višetalsni izvor itd. [86] [92] [95] [96] [97]. Sve veći zahtevi u pogledu kapaciteta optičkih komunikacionih sistema doveli su do upotrebe tehnika

multipleksiranja podataka - frekvencijsko FDM (*Frequency Division Multiplexing*), talasno WDM (*Wavelength Division Multiplexing*), vremensko TDM (*Time Division Multiplexing*), kodno CDM (*Code Division Multiplexing*) i prostorno multipleksiranje SpDM (*Space Division Multiplexing*). Široki spektar i ultra kratki impulsi superkontinuumu mogu postati tehnologija budućnosti koja omogućava ekonomično multipleksiranje talasne dužine ( $> 1000$  talasnih dužina) i vremensko multipleksiranje u Tbit/s i Pbit/s komunikacionih sistema i mreža. Superkontinuum predstavlja efikasan način za generisanje velikog broja talasnih dužina (kanala) sa velikom koherentnošću [97].

Deo rezultata prikazanih u disertaciji fokusira se na istraživanje procesa odgovornih za generisanje superkontinuumu kao i karaktersitika superkontinuumu u opsegu talasnih dužina koje se koriste u optičkim telekomunikacijama. U disertaciji se izučavaju karakteristike superkontinuumu u optičkim telekomunikacionim prozorima sa referentnim talasnim dužinama od 850 nm, 1300 nm i 1550 nm. Medijum za istraživanje generisanja superkontinuumu koji se koristi je PCF vlakno sa punim jezgrom. Prikazan je uporedni pregled uticaja različitih parametara ulaznog signala, kao što su oblik signala, snaga i čirp u različitom optičkim prozorima, na spektar superkontinuumu. U disertaciji se zatim razmatra dinamika superkontinuumu i širenje spektra u zavisnosti od rastojanja u PCF vlaknu. Takođe, data je analiza još jednog od značajnih faktora za primenu superkontinuumu, a to je koherentost spektra superkontinuumu, kojom se opisuje njegova stabilnost u prisustvu ulaznog šuma. Za istraživanje superkontinuumu korišćene su numeričke simulacije propagacije signala PCF vlaknom, a sam proces modelovan je nelinearnom Schrödinger – ovom jednačinom.

U disertaciji je posebna pažnja posvećena istraživanju superkontinuumu pogodnog za primenu u optičkim telekomunikacijama, kao višetalsni izvor u WDM sistemima. Na osnovu saznanja o dinamici superkontinuumu na različitim talasnim dužinama i sa različitim ulaznim parametrima signala, u disertaciji se dalje istražuje superkontinuum u tri tipa PCF vlakna sa punim jezgrom, kako bi se dobile najoptimalnije karakteristike superkontinuumu primenjivog kao WDM izvor. Osnovne karakteristike koje superkontinuum kao WDM izvor mora zadovoljiti jesu visoka koherentnost i ujednačena spektralna snaga u C i L opsegu talasnih dužina. S obzirom da se u normalnom disperzivnom režimu postiže visoka koherentnost spektra superkontinuumu, izabrana su tri PCF vlakna sa normalnom disperzijom. Prvo vlakno u kome se analizira superkontinuum je komercijalno dostupno PCF vlakno NKT Photonics NL1050-NEG1. Ovo optičko vlakno odlikuje se uskim jezgrom,

velikom nelinearnošću i ravnim, normalnim disperzivnim profilom u opsegu talasnih dužina 1000-1100 nm- tkz. FAND (*Flattened All-normal Dispersion*) PCF vlakno. Drugo PCF vlakno je visoko nelinearno (dopirano ytterbium) vlakno (HNL-PCF) sa FAND disperzijom [99] a treće optičko vlakno je dizajnirano vlakno za primenu u telekomunikacionim optičkim prozorima FAND PCF [86].

Višetalasni izvor za WDM sisteme baziran na generisanju superkontinuuma dobija se tako što izlazni spektar superkontinuuma podleže tkz. procesu *spectral slicing-a* pomoću niza filtera ili WDM demultipleksera i formira niz WDM kanala [96] [97] [143-146]. Pristup u formiranju SC WDM izvora je predložen još 1993. od strane Marioka i dr. [135]. Postoje brojna istraživanja u kojima je korišćen superkontinuum kao WDM izvor u prenosu podataka na velika rastojanja [98] [136-146]. Upotreba SC WDM izvora može rezultovati smanjenjem troškova i povećanjem pouzdanosti sistema [96].

Cilj ove disertacije je da se istraže karakteristike superkontinuuma generisanog u PCF vlaknu, kako u vremenskom, tako i u spektralnom domenu, za različite parametre PCF vlakna i samog signala koji se prostire njime i da se na osnovu dobijenih rezultata dizajnira superkontinuum poželjnih karakteristika za primenu u WDM sistemima, kao izvor velikog broja talasnih dužina.

Disertacija je podeljena na sedam poglavlja koja su podeljena na odeljke. Označavanje formula, slika i tabela u okviru jednog poglavlja izvršeno je tako da poslednji broj ukazuje na redni broj formule, slike ili tabele u odeljku definisanom preostalim brojevima.

Nakon uvoda, u drugom poglavlju disertacije, dat je pregled linearnih i nelinearnih efekata koji se javljaju u optičkom vlaknu kao i teorija prostiranja elektromagnetnih talasa u optičkom vlaknu, neophodnih za razumevanje fenomena superkontinuuma i procesa odgovornih za njegov nastanak i dinamiku.

Numeričke simulacije generisanja superkontinuuma u PCF vlaknu opisane su pomoću generalizovane nelinearne Schrödinger-ove jednačine GNLSE (*Generalized Nonlinear Schrödinger Equation*). U trećem poglavlju data je matematička formulacija ove jednačine i detaljno je opisan način na koji se propagacija signala optičkim vlaknom i uključivanje uticaja disperzivnih i nelinearnih efekata vlakna vrši pomoću GNLSE jednačine. Takođe, dat je opis numeričkog metoda SSFM (*Split-step Fourier Method*), koji se u disertaciji koristi za rešavanje GNLSE jednačine.

U četvrtom poglavlju disertacije data je teorijska osnova o strukturi i karakteristikama PCF vlakana, kako bi se fenomen generisanja superkontinuumu i njegova dinamika u ovim vlaknima analizirali kroz disperzivne i nelinearne efekte, u narednom delu disertacije. Na kraju poglavlja dat je pregled karakteristika različitih tipova PCF vlakana sa zaključkom o tome koji tip PCF vlakna će biti korišćen u simulacijama, kao najadekvatniji.

Doprinos disertacije izložen je u petom i šestom poglavlju. U petom poglavlju je najpre dat pregled razvoja istraživanja superkontinuumu, pre svega u PCF vlaknima. Potom su teorijski obrađena do sada poznata svojstva superkontinuumu u zavisnosti od disperzivnog režima. Opisani su procesi odgovorni za njegovo formiranje kao i karakteristike izlaznog spektra u zavisnosti od trajanja impulsa i disperzije. Dat je detaljan pregled nelinearnih efekata odgovornih za formiranje novih frekvencijskih komponenti u spektru ulaznog signala. Potom je data uporedna analiza superkontinuumu u tri optička prozora u vidu simulacija procesa generisanja superkontinuumu, za različite karakteristike ulaznog signala. Najpre su prikazane karakteristike PCF vlakna korišćenih u simulacijama i GNLSE jednačina kojom je modelovan proces generisanja superkontinuumu u vlaknu, a zatim i rezultati dobijeni za sva tri optička prozora. Razmatran je uticaj promene snage signala, oblika signala, odnosno tipa impulsa, na spektar i vremenski oblik superkontinuumu u sva tri optička prozora. Prikazani su i rezultati uticaja čirpa ulaznog signala na superkontinuum u sva tri optička prozora.

Poslednji deo petog poglavlja prikazuje rezultate analize superkontinuumu u prvom optičkom prozoru u kontekstu ekstremnih događaja ili takozvanih RW (*Rogue Wave*) talasa. Ovakvi događaji su izučavani u različitim oblastima - kao što su nelinearna optika [109], fizika [110], biologija, okeanografija, fizika ultra hladnih atoma, sociologija i ekonomija [111]. U kontekstu telekomunikacija RW se tretiraju kao događaji koji mogu imati neželjeni uticaj na prenos podataka. Stoga je cilj brojnih istraživanja predvideti pojavu ovakvih ekstremnih događaja u superkontinuumu. U ovom poglavlju disertacije analiziran je uticaj čirpa i šuma ulaznog signala na raspodelu verovatnoće ekstremnih događaja u generisanom superkontinuumu.

U šestom poglavlju disertacije objašnjena je primena superkontinuumu u optičkim telekomunikacijama, sa fokusom na primeni u WDM sistemima. Takođe, objašnjen je pojam koherentnosti spektra superkontinuumu kao i način na koji su dobijeni rezultati provere koherentnosti spektra.

U ovom poglavlju je potraženo optimalno rešenje za primenu SC kao WDM izvora. Nakon pregleda literature teorijski je određeno koje su karakteristike PCF vlakna najbolje za generisanje ravnog, koherentnog spektra SC koji pokriva C (1530-1565 nm) i L (1565-1625 nm) opseg talasnih dužina, koji se koriste u WDM sistemima. Nakon što je određeno vlakno najadekvatnije za pomenutu primenu superkontinuumu u WDM sistemima, prikazani su rezultati analize spektra superkontinuumu za različite oblike ulaznog signala kako bi se što više poboljšao spektar superkontinuumu u kontekstu opsega talasnih dužina koji obuhvata, koherentnosti i ujednačenosti intenziteta signala u svim WDM kanalima. Na kraju je dat model superkontinuumu koji zadovoljava sve potrebne karakteristike za primenu u WDM sistemima kao izvor velikog broja talasnih dužina.

U sedmom poglavlju, u zaključku, naglašen je doprinos ove disertacije, izvedeni su zaključci na osnovu dobijenih rezultata istraživanja i dati pravci mogućeg daljeg unapređenja predloženog modela WDM izvora baziranog na superkontinuumu.

Nakon zaključka dat je spisak literature korišćene prilikom izrade disertacije.



## **2. NELINEARNA OPTIKA U TELEKOMUNIKACIJAMA**

Za razumevanje fenomena generisanja superkontinuumu i procesa odgovornih za njegov nastanak i dinamiku u optičkom vlaknu, neophodno je najpre razmotriti teoriju prostiranja elektromagnetnih talasa u optičkom vlaknu, kao i nelinearne i disperzivne karakteristike samog vlakna koje utiču na prostiranje talasa. Teorijska analiza, izvedena u ovom odeljku disertacije, omogućava razumevanje fenomena superkontinuumu i njegove primene u optičkim telekomunikacijama.

Prilikom prostiranja signala optičkim vlaknom dolazi do interakcije sa atomima medijuma, usled čega se javljaju linearni efekti, slabljenje i disperzija signala. U linearnoj optici, frekvencijske komponente spektra mogu biti pojačane ili oslabljene usled dejstva ovih efekata, dok u nelinearnoj optici mogu biti generisane nove frekvencijske komponente spektra signala, zbog čega se spektar signala tokom prostiranja vlaknom može drastično izmeniti. Ovakav fenomen je najpre uočen od strane Alfano i Shapiro 1970. u BK7 staklu, kada se širenje spektra signala prvi put povezao sa fenomenom generisanja superkontinuumu [1]. Širenje spektra signala usled generisanja superkontinuumu zasniva se na nizu nelinearnih efekata, koji će biti objašnjeni u narednim poglavljima.

Cilj ovog poglavlja je da opiše osnovne matematičke principe na kojima se zasniva prostiranje elektromagnetnih talasa optičkim vlaknom kao i koncept linearnih i nelinearnih efekata, odgovornih za dinamiku signala unutar optičkog vlakna i generisanje superkontinuumu.

### **2.1. Prostiranje talasa u optičkom vlaknu**

Da bi se opisao proces generisanja superkontinuumu i dao pregled dobijenih simulacija i rezultata neophodno je krenuti od osnovnog koncepta prostiranja elektromagnetnih talasa optičkim vlaknom. U ovom poglavlju dat je pregled Maxwell-ovih jednačina, koje su osnova za izvođenje nelinearne jednačine za opisivanje prostiranja signala optičkim vlaknom.

### 2.1.1. Maxwell-ove jednačine

Maxwell-ovim jednačinama opisano je prostiranje elektromagnetnih talasa optičkim vlaknom, odnosno jedinstvo električnog i magnetnog polja i njihova uzročno-posledična povezanost. Generalizovane Maxwell-ove jednačine kojima se opisuje elektromagnetno polje unutar homogenog dielektričnog medijuma su:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1.1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.1.1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f \quad (2.1.1.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1.1.4)$$

gde su  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{H}$  vektori jačine električnog i magnetnog polja, respektivno, a  $\mathbf{D}$  i  $\mathbf{B}$  su odgovarajuća električna i magnetna indukcija. Vektor gustine električne struje  $\mathbf{J}$  i gustina naelektrisanja  $\rho_f$  predstavljaju izvore elektromagnetnog polja.  $\nabla \times$  je *rot* operator a  $\nabla \cdot$  je *div* operator.

Vektori električne i magnetne indukcije  $\mathbf{D}$  i  $\mathbf{B}$  posledica suprostiranja električnog i magnetnog polja medijumom i povezani su sledećim relacijama:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.1.1.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.1.1.6)$$

gde je  $\varepsilon_0$  permitivnost vakuuma,  $\mathbf{P}$  vektor električne polarizacije a  $\mathbf{M}$  vektor magnetizacije.

Da bi se iz Maxwell-ovih jednačina izvela talasna jednačina koja opisuje prostiranje svetlosnih talasa unutar optičkog vlakna uzima se u obzir da optički dielektrični medijum ne provodi struju i nema magnetizma, pa je  $\mathbf{M}=\mathbf{J}=0$  i  $\rho_f = 0$ . Zatim se primenom operatora *rot* na prvu Maxwell-ovu jednačinu (2.1.1.1) i uvođenjem jednačina (2.1.1.2), (2.1.1.5), (2.1.1.6) eliminišu vektori  $\mathbf{B}$  i  $\mathbf{D}$  i dobija se jednačina oblika:

$$\nabla^2 \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.1.1.7)$$

gde je  $c$  brzina svetlosti u vakuumu i važi relacija  $\mu_0 \varepsilon_0 = 1/c^2$ . Analogna jednačina važi i za magnetno polje i dobija se primenom operatora *rot* na drugu Maxwell-ovu jednačinu.

$$\nabla^2 \times \mathbf{H} = -\varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (2.1.1.8)$$

Ukoliko se zanemari nelinearna susceptibilnost višeg reda, linearna susceptibilnost  $\chi^{(1)}$  dominira i važi relacija [2]:

$$\mathbf{P} = (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E}) \quad (2.1.1.9)$$

Jednačine (2.1.1.7) i (2.1.1.8) mogu se prikazati u frekvenetnom domenu, zamenom  $\partial/\partial t$  sa  $j\omega$ :

$$\nabla^2 \times \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = 0 \quad (2.1.1.10)$$

$$\nabla^2 \times \mathbf{H} + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H} = 0 \quad (2.1.1.11)$$

Gore navede jednačine (2.1.1.10) i (2.1.1.11) opisuju električnu i magnetnu komponentu elektromagnetnog polja.

## 2.1.2. Jednačine za nelinearno prostiranje impulsa

Prostiranje elektromagnetnog talasa ili impulsa zavisi od medijuma kojim se prostire. U vakuumu impuls bi se prostirao neizmenjen. Međutim, kada se impuls prostire unutar nekog medijuma, on interaguje sa atomima medijuma. Linerani efekti u optičkom vlaknu generišu se kao posledica kretanja elektrona u materijalu vlakna pod dejstvom elektromagnetnog polja i proporcionalni su elektromagnetnom polju. Linearni efekti ispoljavaju se u vidu slabljenja intenziteta signala i disperzije. Disperzija se javlja kao posledica zavisnosti indeksa prelamanja od talasnih dužina, pa se različite spektralne komponente impulsa prostiru vlaknom različitom brzinom. Ovaj koncept važi u slučaju kada je reč o polju malog intenziteta. U slučaju izvora velike snage pomeranje elektrona materijala nije više linearno i proporcionalno optičkom polju. Pre svega, indeks prelamanja postaje zavistan od intenziteta impulsa (Kerr-ov efekat) i dolazi do interakcije fotona sa fononima (molekularne vibracije) medijuma (Raman-ov efekat). U tom slučaju, generišu se nove

frekvencijske komponente polja i govorimo o nelinearnoj optici i nelinearnim efektima unutar optičkog vlakna. Prvi korak u modelovanju nelinearnog prostiranja impulsa optičkim vlaknom jeste uključivanje nelinearne polarizacije električnog polja u Maxwell-ove jednačine.

Električno polje linerano polarizovanog impulsa osnovnog moda može biti prikazano na sledeći način [2]:

$$\mathbf{E}_A(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} F(x, y) A(z, t) \exp[j(\beta_0 z - \omega_0 t)] \quad (2.1.2.1)$$

gde je  $A(z, t)$  sporo varirajuća anvelopa impulsa,  $\mathbf{r} = (x, y, z)$ ,  $\hat{x}$  je jedinični vektor polarizacije u pravcu  $x$  ose.  $F(x, y)$  je transverzalno polje i  $\beta_0$  je propagaciona konstanta od  $\beta(\omega)$  na centralnoj kružnoj frekvenciji  $\omega_0$ . Generalizovana nelinearna Schrödinger-ova jednačinan GNLSE (*Generalised Nonlinear Schrödinger Equation*) koristi se za opisivanje promene anvelope impulsa tokom prostiranja optičkim vlaknom duž ose  $z$  [2]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha(\omega)}{2} A + \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_m}{m!} [\omega - \omega_0]^m A + j\gamma(\omega) \left(1 + \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right) \times$$

$$\Im \left( A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \right) \quad (2.1.2.2)$$

U prethodnoj jednačini  $\Im$  označava Fourier-ovu transformaciju, a  $A$  je  $A(z, \omega)$  i predstavlja anvelopu signala u frekvencijskom domenu, koja je dobijena primenom Fourier-ove transformacije na vremenski oblik anvelope impulsa:

$$\Im \{A(z, t)\} = A(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A(z, t) \exp[j(\omega - \omega_0)t] dt \quad (2.1.2.3)$$

$A(z, t)$  anvelopa impulsa koja se prostire grupnom brzinom  $1/\beta_1$  na frekvenciji nosioca  $\omega_0$  analizira se u vremenu  $T = t - \beta_1 z$  [2]. Koeficijenti disperzije  $\beta_m$  definisani su Taylor-ovim redom na sledeći način:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots \quad (2.1.2.4)$$

gde je

$$\beta_m = \left( \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (2.1.2.5)$$

Disperzivni koeficijenti trećeg i višeg reda mogu se zanemariti ukoliko je spektralna širina impulsa  $\Delta\omega \ll \omega_0$ .

U jednačini (2.1.2.2) uključeni su linearni i nelinearni efekti tokom prostiranja impulsa, gde  $\alpha(\omega)$  označava linearne gubitke a nelinearni parameter se izražava na sledeći način:

$$\gamma(\omega) = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (2.1.2.6)$$

gde je  $n_2$  nelinearni indeks prelamanja, a  $A_{eff}$  efektivna površina jezgra vlakna koja je definisana sledećim izrazom:

$$A_{eff} = \frac{\left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.1.2.7)$$

Važno je naglasiti da ukoliko je efektivna površina jezgra vlakna manja utoliko je nelinearnost vlakna izraženija.

Jednačina (2.1.2.2) opisuje prostiranje optičkog impulsa i uključuje efekte slabljenja signala kroz parameter  $\alpha(\omega)$ , hromatske disperzije kroz parametre konstante prostiranja  $\beta(\omega)$  i nelinearnost vlakna kroz  $\gamma(\omega)$ . Fizički značaj parametara disperzije leži u tome da  $\beta_1$  određuje grupnu brzinu talasa, dok  $\beta_2$  predstavlja disperziju grupne brzine - tkz. GVD (*Group Velocity Dispersion*). Frekvencijska zavisnost grupne brzine vodi ka širenje impulsa na izlazu vlakna jer različite spektralne komponente impulsa ne stižu istovremeno na izlaz vlakna. Detaljnije objašnjenje biće dato u poglavlju 2.2.2.

Zavisnost grupne brzine od intenziteta impulsa ima za posledicu samopostrmljivanje (*self-steepening effect*) impulsa a izražen je delom jednačine (2.1.2.2) koji sadrži član

$$\left( 1 + \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) [2].$$

Ukoliko se zanemari frekvencijska zavisnost slabljenja signala i nelinearnog koeficijenta, jednačina (2.1.2.2) može se predstaviti u vremenskom domenu na sledeći način [2][3]:

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A + \sum_{m \geq 2} \frac{j^{m+1}}{m!} \beta_m \frac{\partial^m A}{\partial T^m} + j\gamma \left( 1 + \frac{j}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \times \left( A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \right) \quad (2.1.2.8)$$

Ramanova funkcija odziva opisana je sledećim izrazom:

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (2.1.2.9)$$

gde je  $\delta(t)$  Dirac-ova delta funkcija a  $f_R$  predstavlja doprinos Raman-ovog odziva nelinearnoj polarizaciji, dok je Raman-ova funkcija odziva  $h_R$  odgovorna za Raman-ovo pojačanje. U literaturi se najčešće Raman-ova funkcija odziva opisuje sledećim analitičkim izrazom:

$$h_R = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1^2 \tau_2^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \theta(t) \quad (2.1.2.10)$$

pri čemu je  $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$  i  $\tau_2 = 32 \text{ fs}$  za optičko vlakno korišćeno u simulacijama.  $\theta(t)$  je Heaviside-ova step funkcija [3].

## 2.2. Linearni efekti u optičkom vlaknu

### 2.2.1. Slabljenje

Gubici prilikom prostiranja signala kroz optičko vlakno posledica su pre svega slabljenja, koje predstavlja prvi linearni efekat koji se ispoljava unutar vlakna, a posledica je same prirode materijala od kog se vlakno izrađuje. Uticaj slabljenja iskazuje se eksponencijalnim opadanjem snage signala sa rastojanjem, prilikom prostiranja kroz optičko vlakno. Ukoliko sa  $P_0$  označimo snagu signala na ulazu optičkog vlakna, a sa  $P_T$  snagu optičkog signala na izlazu vlakna dužine  $L$ , preneti snaga signala biće:

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (2.2.1.1)$$

Kao mera gubitaka snage koristi se konstanta slabljenja  $\alpha$ , koja se izražava u dB/km i može se odrediti sledećom jednačinom [2]:

$$\alpha \left[ \frac{\text{dB}}{\text{km}} \right] = -\frac{1}{L} 10 \log_{10} \left( \frac{P_T}{P_0} \right) \quad (2.2.1.2)$$

Slabljenje optičkog signala je uglavnom uzrokovano procesima apsorpcije i rasejanja u optičkom vlaknu. Apsorpcija svetlosti nastaje na česticama nečistoća koje postoje u vlaknu. Nečistoće mogu biti joni koji su zaostali u procesu proizvodnje vlakna (najveći problem predstavljaju OH joni i metalni joni), ali i joni koji nastaju prilikom difundovanja vodonika u vlakno po njegovom postavljanju (što znači da se apsorpcija vlakna može povećati tokom vremena). Rayleigh-ovo rasejanje nastaje usled unutrašnjih varijacija indeksa prelamanja sa rastojanjem i nesavršenosti cilindrične simetrije optičkog vlakna. Svetlosni zrak se delimično rasipa u svim pravcima usled čega se deosvetlosne energije gubi.

Još jedan faktor koji utiče na slabljenje signala jesu gubici koji nastaju usled makro i mikro savijanja optičkog vlakna. Mikro savijanja su posledica nesavršene proizvodnje vlakna i nisu vidljiva golim okom, a do slabljenja dolazi tek nakon pritiska na površinu vlakna. Mikrosavijanja predstavljaju nesavršenosti strukture zaštitnih omotača oko vlakna i mogu izazvati promenu zakrivljenosti optičke ose vlakna i prebacivanje dela vođenih modova u omotač, tj. slabljenja intenziteta vođenih modova. Generalno, gubici usled mikrosavijanja rastu sa porastom broja modova, pa samim tim monomodno vlakno ima manje slabljenje od multimodnog. Makrosavijanja predstavljaju mesta gde vlakno pravi luk, što dovodi do prelaska dela svetlosti u omotač (usled nepotpune totalne refleksije na granici između jezgra i omotača), što uzrokuje slabljenje.

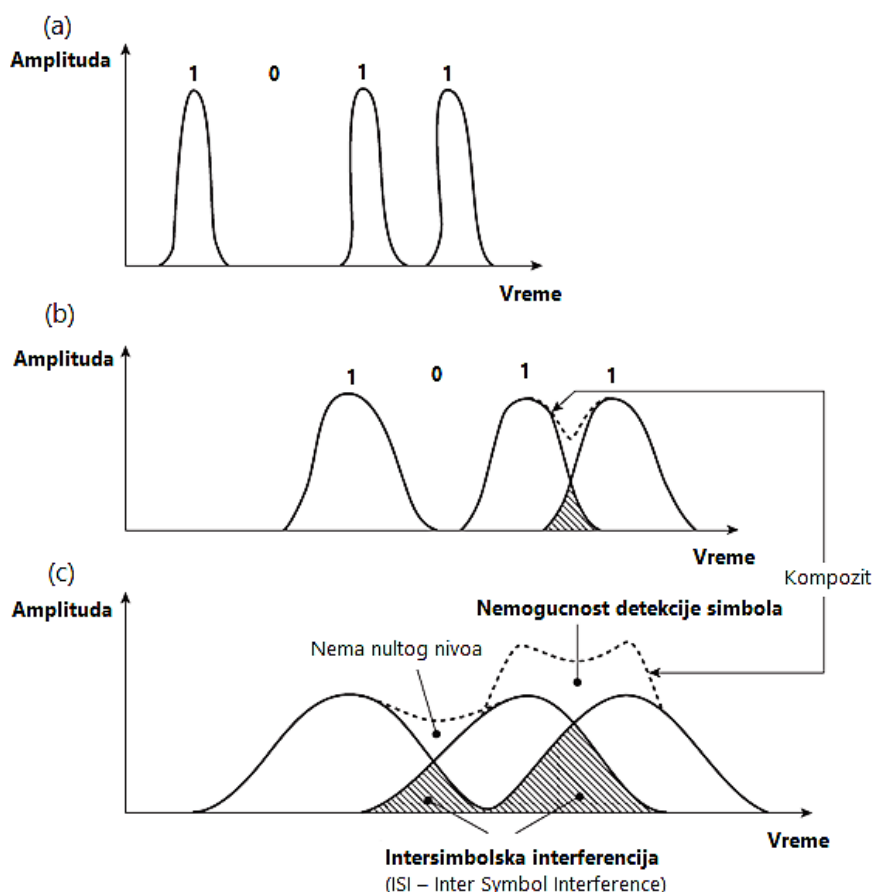
Kada su u pitanju PCF vlakna, koja su korišćena kao medijum za generisanje superkontinuumu u ovom radu, treba uzeti u obzir i gubitke koji se nazivaju *confinement loss*, a posledica su specifične mikrostrukture vlakna [4-6]. Konačan broj šupljina ispunjenih vazduhom PCF vlakna dovodi do toga da vođeni mod postane *leaky mode*, pri čemu se takav mod delimično prostire van vlakna i dovodi do gubitka snage. Odnos prečnika šupljina u omotaču PCF vlakna i rastojanja između šupljina određuje količinu svetlosti koja prolazi van jezgra vlakna, ka omotaču. Manja vrednost ovog odnosa znači da su veći gubici u vlaknu. S druge strane, promenom konstrukcije PCF vlakna može se uticati na intenzitet ovih gubitaka pa se recimo povećanjem broja šupljina postiže smanjenje gubitaka. Stoga je strogo kontrolisan i precizan dizajn, kao i proizvodnja PCF vlakna, od izuzetnog značaja.

## 2.2.2. Disperzija

Drugi linearni efekat koji se ispoljava u optičkom vlaknu i značajno utiče na kvalitet prenosa signala je disperzija. Postoji više vrsta disperzije, ali se u literaturi [2] [3] [7] [8] [9] najčešće pominje hromatska disperzija, koja ima najveći uticaj na prostiranje optičkog signala vlaknom. Disperzija je fenomen kojim se opisuje širenje impulsa prilikom prostiranja optičkim vlaknom, a posledica je frekvencijske zavisnosti indeksa prelamanja vlakna. Stoga se, različite komponente predajnog signala prostiru različitom grupnom brzinom kroz optičko vlakno i stižu u različitim vremenskim trenucima u prijemnik a rezultat toga je izobličenje impulsa. U komunikacionom sistemu, ovo vodi preklapanju impulsa koji predstavljaju susedne bitove. Ovaj fenomen je poznat pod nazivom intersimbolska interferencija, koja uzrokuje gubitak snage pri čemu može doći do greške prilikom detekcije primljenog signala. Na slici 2.2.2.1 prikazan je uticaj disperzije na pojavu intersimbolske interferencije.

Disperzija je kumulativan efekat, tj. što je duži link to je izraženiji uticaj disperzije. Kao što je već pomenuto, hromatska disperzija javlja se zbog toga što različite frekvencijske komponente optičkog impulsa putuju različitim grupnim brzinama kroz optičko vlakno, usled čega stižu u različitim vremenskim trenucima na drugi kraj optičkog vlakna. Zapravo, hromatska disperzija javlja se iz dva razloga, odnosno možemo reći da je sačinjavaju dve vrste disperzije, materijalna i talasovodna disperzija. Materijalna disperzija nastaje usled zavisnosti indeksa prelamanja od talasne dužine svetlosti koja se postire kroz vlakno. Indeks prelamanja određuje brzinu prostiranja, koja opada sa porastom indeksa prelamanja. To znači da se različite spektralne komponente signala prenose različitim brzinama i stižu u različito vreme na kraj vlakna, što dovodi do širenja impulsa. Talasovodna disperzija nastaje usled promena talasovodnih osobina vlakna sa talasnom dužinom svetlosti koja se prostire kroz vlakno. Naime, formiranje modova u optičkom vlaknu zavisi od odnosa geometrijskih parametara vlakna i talasne dužine svetlosti. S obzirom da je spektralna širina izvora svetlosti konačna, oblik talasa po poprečnom preseku talasovoda je različit za različite spektralne komponente. Talasovodna disperzija bi postajala i da nema promene indeksa prelamanja sa talasnom dužinom. Raspodela snage moda između jezgra i omotača je sama po sebi funkcija talasne dužine.





**Sl.2.2.2.1** *Ilustrativan primer širenja impulsa usled disperzije, prilikom prenosa bitova 1011: (a) Ulaz vlakna; (b) Izlaz vlakna na rastojanju  $L_1$ ; (c) Izlaz vlakna na rastojanju  $L_2 > L_1$*

Tačnije, što je veća talasna dužina veća je snaga skoncentrisana u omotaču. Prema tome, čak i u odsustvu disperzije materijala, tako da su indeksi prelamanja jezgra i omotača nezavisni od talasne dužine, ukoliko se menja talasna dužina, raspodela snage se menja. Samim tim svetlost u jezgru se prostire većom brzinom nego svetlost u omotaču i ta razlika u brzini prostiranja uzrokuje talasovodnu disperziju. Dakle, ukupna ili hromatska disperzija sastoji se od materijalne i talasovodne disperzije. Hromatska disperzija PCF vlakna može se menjati promenom geometrije PCF vlakna, odnosno pažljivim dizajnom i izborom prečnika i međusobnog rastojanja šupljina ispunjenih vazduhom [10]. Ono što PCF vlakna čini pogodnim za izučavanje generisanja superkontinuuuma jeste mogućnost kontrolisanja disperzije i nelinearnosti pomoću prečnika šupljina  $d$  i rastojanja između šupljina  $A$ . Ono što je najznačajnije je što se sa PCF vlaknima mogu postići različiti disperzivni režimi kao što je

*ultra-flattened chromatic dispersion* i ZDW (*Zero Dispersion Wavelength*) blizu IR (*Infrared*) ili vidljivog regiona elektromagnetnog zračenja [10].

Hromatska disperzija se izražava preko zavisnosti indeksa prelamanja od frekvencije  $\omega$ . Na fundamentalnom nivou, poreklo hromatske disperzije odnosi se na karakteristične rezonantne frekvencije na kojima medijum apsorbuje elektromagnetno zračenje kroz oscilacije elektrona [2]. Indeks prelamanja može se aproksimirati Sellmeier-ovom jednačinom:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (2.2.2.1)$$

gde je  $\omega_j$  rezonantna frekvencija a  $B_j$  snaga  $j$ -te rezonantne komponente. Vrednosti ovih parametara dobijaju se eksperimentalno. Efekti disperzije vlakna se matematički izračunavaju razvojem konstante prostiranja u Taylor-ov red oko centralne frekvencije, kako je navedeno izrazima (2.1.2.4) i (2.1.2.5). Koeficijenti disperzije  $\beta_m$  imaju sledeću fizičku interpretaciju [2]:

- $\beta_0$  predstavlja frekventno nezavisan fazni ofset tokom propagacije
- $\beta_1 = 1/v_g = n_g/c$ , gde je  $n_g$  grupni indeks prelamanja, a  $v_g$  određuje brzinu prostiranja energije kroz vlakno, odnosno predstavlja grupnu brzinu kojom se menja anvelopa impulsa.
- $\beta_2$  je parametar koji određuje širenje impulsa i poznat je kao disperzija grupne brzine, odnosno GVD (*Group Velocity Dispersion*) parametar.
- $\beta_3$  je koeficijent disperzije trećeg reda, a poznat je kao nagib disperzije grupne brzine ili GVD drugog reda. On predstavlja frekventnu zavisnost GVD i bitan je za frekvencije na kojima je  $\beta_2$  blisko nuli.

U praksi se često koristi i parametar disperzije  $D$  koji se izražava na sledeći način [2]:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.2.2.2)$$

Ukoliko je  $\Delta\omega$  spektralna širina optičkog impulsa, širenje impulsa usled disperzije može se izraziti sledećom jednačinom:

$$\Delta T = \frac{dT}{d\omega} \Delta\omega = \frac{d}{d\omega} \left( \frac{L}{v_g} \right) \Delta\omega = L \frac{d\beta_1}{d\omega} \Delta\omega = L\beta_2 \Delta\omega \quad (2.2.2.3)$$

U odsustvu hromatske disperzije,  $\beta_2 = 0$ , što je idealan slučaj, impulsi bi se prostirali ne menjajući svoj oblik. Generalno, ne samo da je  $\beta_2 \neq 0$ , već je ovaj parametar funkcija optičke frekvencije (optičke talasne dužine). Za većinu optičkih vlakana, postoji i takozvanatalasna dužina nulte disperzijeZDW (*Zero Dispersion Wavelength*) i ona predstavlja talasnu dužinu na kojoj je GVD parametar  $\beta_2 = 0$ . Ukoliko je ovaj parametar različit od nule, razlikuju se dva režima disperzije. Ukoliko je  $\beta_2 > 0$ , hromatska disperzija je *normalna*, a ukoliko je  $\beta_2 < 0$ , hromatska disperzija je *anomalna*. U režimu normalne disperzije, komponente viših frekvencija putuju sporije od komponenti nižih frekvencija, dok suprotno važi za režim anomalne disperzije.

U optičkim komunikacionim sistemima informacija se prenosi vlaknom putem kodovanih sekvenci optičkih impulsa, pri čemu je širina bit slota određena bitskom brzinom  $R$  sistema ( $T_b = 1/R$ ). Širenje impulsa uzrokovano disperzijom ima za posledicu neželjeni efekat intersimbolske interferencije odnosno greške u procesu detekcije u prijemniku, ukoliko je širina impulsa van alociranog bit slota. Očigledno je da GVD ograničava bitsku brzinu za fiksno rastojanje  $L$  [2] [9]. Ukoliko se uzme u obzir da je širina impulsa na izlazu vlakna  $\Delta T$ , da ne bi došlo do preklapanja susednih simbola u optičkom linku, bitska brzina mora biti manja od recipročne vrednosti širine impulsa na izlazu vlakna (nakon disperzije) [9]:

$$R \leq \frac{1}{\Delta T} \quad (2.2.2.4)$$

Na ovaj način data je aproksimirana maksimalna bitska brzina koja može biti postignuta u optičkom vlaknu, sa ograničenjem efekta disperzije.

Pored hromatske disperzije u vlaknu se mogu javiti i modalna i polarizaciona disperzija. Modalna disperzija postoji samo kod multimodnih vlakana i posledica je superpozicije modova identične talasne dužine koji imaju različite putanje prostiranja kroz vlakno [9]. Zraci (modovi) koji se prostiru duž ose jezgra (zraci sa malim incidentnim uglom) prelaze najkraći put ali sa najmanjom brzinom, dok zraci koji se prostiru najdalje od ose jezgra (zraci sa većim incidentnim uglom) prelaze najduži put ali većom brzinom. Na ovaj način se vrši kompenzacija između uticaja dužine puta i brzine prostiranja, čime se smanjuje ukupno širenje impulsa. Naravno u praksi nije moguće postići promenu indeksa prelamanja koja bi omogućila da vreme prostiranja svih modova bude jednako tj. da se u potpunosti eliminiše uticaj modalne disperzije. Polarizaciona disperzija je posledica je različite brzine prostiranja dve komponente različite polarizacije unutar jednog moda u vlaknu [2] [9]. U

idealnim uslovima, savršene cilindrične simetrije vlakna, mod polarizovan u pravcu x ose kretao bi se istom brzinom kao i mod polarizovanim u pravcu y ose. Međutim, u realnim vlaknima mala izobličenja cilindrične simetrije vlakna, kao i pritisak na vlakno, uzrokuju da ove dve polarizacione komponente impulsa stignu u različito vreme na izlaz vlakna zbog čega dolazi do širenja impulsa odnosno polarizacione disperzije PMD (*Polarization-mode Dispersion*).

### 2.3. Nelinearni efekti u optičkom vlaknu

Linearni efekti u optičkom vlaknu generišu se kao posledica kretanja elektrona u materijalu vlakna pod dejstvom elektromagnetnog polja i proporcionalni su elektromagnetnom polju. Sve dok je optička snaga unutar optičkog vlakna mala, vlakno se može tretirati kao linearan medijum, tj. gubici i indeks prelamanja vlakna su nezavisni od snage signala. Međutim, kada nivoi snage postanu dovoljno veliki u optičkom sistemu dolaze do izražaja nelinearni efekti, koji nastaju usled toga što gubici i indeks prelamanja zavise od optičke snage u vlaknu. Gledano sa fizičkog aspekta, u slučaju injektovanja signala velike snage u optičko vlakno, kretanje elektrona materijala nije više linearno i proporcionalno optičkom polju. Pre svega, indeks prelamanja postaje zavistan od intenziteta impulsa (Kerr-ov efekat) i dolazi do interakcije fotona sa fononima (molekularne vibracije) medijuma (Raman-ov efekat). Kao rezultat, ukupna polarizacija  $\mathbf{P}$  električnog polja nema linearnu zavisnost već zadovoljava donju relaciju [2]:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(3)} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \dots) \quad (2.3.1)$$

gde je  $\varepsilon_0$  permitivnost vakuuma,  $\chi^{(n)}$  susceptibilnost  $n$ - tog reda.

Dominantna komponenta polarizacije je susceptibilnost prvog reda  $\chi^{(1)}$ , koja se jedina uzima u obzir u linearizovanim aproksimacijama. Odnosno, efekti ove susceptibilnosti uključuju se kroz indeks prelamanja  $n$  i koeficijent slabljenja  $\alpha$ . Susceptibilnost drugog reda  $\chi^{(2)}$  dovodi do nelinearnih efekata drugog reda (generisanje harmonika drugog reda) ali je različita od nule samo kod onih materijala koji nisu simetrični na molekularnom nivou. S obzirom da je  $\text{SiO}_2$  simetričan molekul  $\chi^{(2)}$  nema uticaja. Kao rezultat toga, optička vlakna ne ispoljavaju nelinearne efekte drugog reda. Međutim, ovi efekti se mogu ispoljiti pod određenim uslovima, najčešće na defektima unutar vlakna. Većina nelinearnih efekata u

optičkom vlaknu posledica su susceptibilnosti trećeg reda  $\chi^{(3)}$ , koja uključuje Kerr-ovu nelinearnost i Raman-ovo rasejanje [2]. Nelinearni efekti koji se javljaju u optičkom vlaknu kao posledica susceptibilnosti trećeg reda su: mešanje četiri talasa FWM (*Four-wave Mixing*), generisanje trećeg harmonika THG (*Third-harmonic generation*) i nelinearno prelamanje. Poklapanje faza je osnova za generisanje mešanja četiri talasa (FWM) i generisanje trećeg harmonika (THG), u suprotnom ovi procesi se mogu zanemariti. Nelinearno prelamanje potiče od zavisnosti indeksa prelamanja od intenziteta signala i može se izraziti na sledeći način [2]:

$$\tilde{n}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (2.3.2)$$

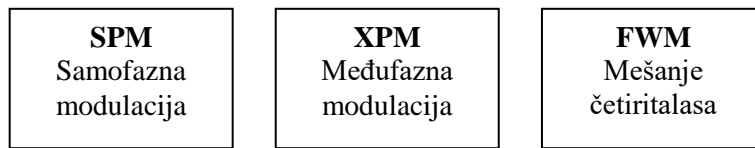
gde je  $n(\omega)$  linearni deo ove jednačine, definisan izrazom (2.2.2.1),  $|E|^2$  je intenzitet optičkog signala i  $n_2$  je nelinearni indeks prelamanja, koji je povezan sa susceptibilnošću trećeg reda  $\chi^{(3)}$  sledećim izrazom:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi^{(3)}_{xxxx}) \quad (2.3.3)$$

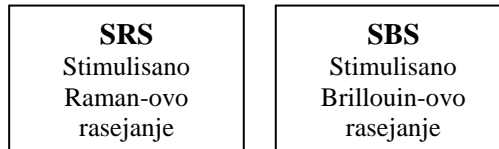
Ukoliko se pretpostavi da je optički signal linearno polarizovan, indeks prelamanja zavisi samo od tenzora četvrtog reda susceptibilnosti  $\chi^{(3)}$ .

Nelinearno prelamanje doprinosi nastanku nelinearnih efekata kao što su samofazna modulacija SPM (*Self-phase Modulation*) i međufazna modulacija XPM (*Cross - phase Modulation*). Ovi nelinearni efekti su elastični, što znači da nema razmene energije između elektromagnetnog polja i dielektrika. Za razliku od njih, stimulirano Brillouin-ovo rasejanje SBS (*Stimulated Brillouin Scattering*) i stimulirano Raman-ovo rasejanje SRS (*Stimulated Raman Scattering*) su neelastični efekti, kod kojih dolazi do razmene energije između elektromagnetnog polja i dielektrika. Stoga se u literaturi [2] [3] [8] [9] nelinearni efekti najčešće dele u dve kategorije. Prva se javlja zbog efekata rasejanja u vlaknu usled interakcije svetlosnih talasa sa fononima (molekularne vibracije) u silicijumu. Dva glavna efekta u ovoj kategoriji su stimulirano Brillouin-ovo rasejanje i stimulirano Raman-ovo rasejanje. Drugi skup efekata javlja se usled zavisnosti indeksa prelamanja od optičke snage. Ova kategorija uključuje mešanje četiri talasa, samofaznu modulaciju i međufaznu modulaciju, pri čemu se ova tri efekta nazivaju Kerr-ovi efekti. Na slici 2.3.1. prikazana je podela nelinearnih efekata.

### Kerr-ovi efekti



### Efekti rasejanja



SI.2.3.1 Šematski prikaz podele nelinearnih efekata.

## 2.3.1. Samofazna modulacija

Kao što je u prethodnom poglavlju pomenuto, samofazna modulacija se javlja usled toga što indeks prelamanja optičkog vlakna ima komponentu koja je zavisna od intenziteta, a manifestuje se promenom faze impulsa prilikom prostiranja kroz vlakno.

Nelinearni indeks prelamanja izaziva indukovani fazni pomeraj koji je proporcionalan intenzitetu impulsa. Različiti delovi impulsa (različitog intenziteta) menjaju vrednost indeksa prelamanja materijala, koji sada varira u zavisnosti od intenziteta impulsa, talasne dužine različitih komponenti impulsa i rastojanja u vlaknu. Otuda se različiti delovi impulsa kreću različitom brzinom i imaju različite fazne pomeraje. Faza optičkog signala menja se na sledeći način [2]:

$$\phi = \tilde{n}k_0L = \left(n + n_2|E|^2\right)k_0L \quad (2.3.1.1)$$

gde je  $k_0 = 2\pi/\lambda$  i  $L$  dužina vlakna. Nelinearni fazni pomeraj, koji zavisi od intenziteta signala i utiče na SPM je:

$$\phi_{NL} = n_2k_0L|E|^2 \quad (2.3.1.2)$$

Promena faze u vremenu utiče na promenu frekvencije u vremenu, u odnosu na centralnu frekvenciju  $\omega_0$  [2] [9]:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} \quad (2.3.1.3)$$

Vremenska zavisnost  $\delta\omega$  naziva se frekvencijski čirp (*frequency chirping*). Čirp indukovan SPM raste po magnitudi sa porastom rastojanja. Odnosno, kontinualno se generišu nove frekvencijske komponente kako se impuls prostire vlaknom i samim tim dolazi do širenja spektra signala. Ovo je jedan od glavnih efekata odgovornih za širenje spektra u procesu generisanja superkontinuumu.

Usled relativno male vrednosti nelinearne susceptibilnosti  $\chi^{(3)}$  u optičkom vlaknu, efekat SPM dolazi do izražaja samo kada se koriste velike snage impulsa. Važno je naglasiti da čirp indukovan efektom SPM menja efekte hromatske disperzije tako da je neophodno razmatrati ovaj efekat za uže impulse (veće bitske brzine). SPM u kombinaciji sa disperzijom daje različite efekte, u zavisnosti od toga da li je reč o normalnom ili anomalnom disperzivnom režimu. Čirp indukovan SPM je pozitivan, dok čirp indukovan disperzijom može biti pozitivan, ukoliko je u pitanju normalni disperzivni režim, ili negativan u anomalnom disperzivnom režimu. Pošto je čirp indukovan pomoću SPM pozitivan, SPM izaziva pojačano monotono širenje impulsa u režimu normalne hromatske disperzije, kada je i disperzivni čirp pozitivan [2] [3] [9]. U drugom slučaju, kada je reč o interakciji SPM i anomalne disperzije efekat SPM zavisi kritično od količine hromatske disperzije koja je prisutna. S obzirom da je SPM čirp pozitivan a disperzivni čirp u anomalnom režimu negativan, mogu poništiti jedan drugog i u tom slučaju nema promene frekvencije u vremenu odnosno nema čirpa i nema širenja impulsa u vremenskom domenu. U ovakvom režimu, balansa između disperzivnih i nelinearnih efekata nastaju specifični talasni impulsi koji se nazivaju solitoni.

Ukoliko zanemarimo slabljenje i disperzivne efekte, a uključimo efekat SPM, GNLSE jednačina kojom se opisuje propagacija impulsa optičkim vlaknom dobija sledeći oblik:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = j\gamma|A|^2 A \quad (2.3.1.4)$$

gde je  $j$  imaginarni broj.

Uglavnom se u inicijalnoj fazi generisanja superkontinuumu mogu uočiti efekti samofazne modulacije koji daju značajan doprinos širenju spektra superkontinuumu.

### 2.3.2. Solitoni

Kao što je u prethodnom poglavlju pomenuto SPM utiče na stvaranje pozitivnog frekvencijskog čirpa, pri čemu u kombinaciji sa negativnim disperzivnim čirpom u anomalnom disperzivnom režimu dolazi do balansa između ovih efekata čime se stvara mogućnost da se impuls prostire vlaknom neizmenjen. Ovakav impuls mogao bi da se prenosi na veća rastojanja, bez ograničenja bitske brzine koju nameće disperzija. Ako u NLSE jednačinu (2.3.1.4) uključimo i disperzivni član, dobijamo jednačinu sledećeg oblika:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + j\gamma |A|^2 A \quad (2.3.2.1)$$

Rešavanjem gornje jednačine dobija se rešenje u kom se impuls ne menja tokom prostiranja vlaknom. Kao što je već pomenuto  $A(z, T)$  predstavlja amplitudu anvelope električnog polja,  $\beta_2$  je GVD parametar a  $\gamma$  je parametar nelinearnosti koji je odgovoran za SPM. Ovakav oblik impulsa poznat je u literaturi kao soliton [2][3][8][9]. Soliton može imati sledeći oblik:

$$A(z, T) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left( \frac{T}{T_0} \right) \exp \left[ \frac{j|\beta_2|}{2T_0^2} z \right] \quad (2.3.2.2)$$

Da bi se formirao soliton u anomalnom disperzivnom režimu, širine  $T_0$  i vršne snage  $P_0$  potrebno je da važi  $P_0 = |\beta_2| / \gamma T_0^2$  i  $\beta_2 < 0$ . Tada se formira fundamentalni soliton.

Postoji veliki broj rešenja NLSE jednačine (2.1.2.2) koja se mogu smatrati solitonskim rešenjem. Pritom, rešenja su okarakterisana brojem  $N$ , koji predstavlja red solitona i određuje se sledećim izrazom:

$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_N}} = \sqrt{\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}} \quad (2.3.2.3)$$

gde je  $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$  disperzivna dužina, odnosno dužina na kojoj disperzivni efekti postaju prisutni. Sa  $L_N = \frac{1}{\gamma P_0}$  označena je nelinearna dužina, na kojoj nelinearni efekti postaju prisutni. U slučaju da je dužina vlakna takva da važi  $L_D \gg L_N$ , nelinearni efekti su dominantni, u suprotnom dominantni su disperzivni efekti. U slučaju fundamentalnog



solitona, širina impulsa  $T_0$  i vršna snaga  $P_0$  su u takvom odnosu da daju  $N = 1$ . Kada je  $N > 1$  dobijaju se solitoni višeg reda. Solitoni višeg reda izloženi su uticaju frekvencijskog čirpa, koji se definiše kao vremenski izvod faze solitona. Jedino fundamentalni soliton ne podleže uticaju čirpa prilikom prostiranja, ne menjajući oblik. Značajna razlika između osnovnog i solitona višeg reda je u tome što kod osnovnog solitona GVD i SPM daju jedno drugom ravnotežu, tako da se ne menja niti oblik impulsa niti njegov spektar prilikom prostiranja kroz vlakno. Kod solitona višeg reda dolazi do promene signala i u vremenskom i u spektralnom domenu usled interakcije GVD i SPM, s tim što je u idealnom slučaju ta promena periodične prirode [2] [3].

U procesu generisanja superkontinuum, SPM ima izuzetan doprinos, posebno u početnoj fazi širenja spektra superkontinuum. S druge strane periodična dinamika solitona se u procesu generisanja superkontinuum gubi. U anomalnom disperzivnom režimu sa injektovanjem signala velike snage u optičko vlakno, dolazi do specifične dinamike u kojoj se impuls deli na veći broj fundamentalnih solitona, koji daju doprinos širenju spektra superkontinuum [3] [12] [13] [14].

### 2.3.3. Međufazna modulacija

Međufazna modulacija XPM (*Cross-phase Modulation*) vrši promenu faze susednog signala, kada se vlaknom prostiru dva optička impulsa na različitim talasnim dužinama. Posledica je Kerr-ovih nelinearnosti u optičkom vlaknu, iskazanih sledećom zavisnošću indeksa prelamanja od intenziteta signala:

$$n = n_0 + n_2 \left( |E|_1^2 + |E|_2^2 \right) \quad (2.3.3.1)$$

Međufazna modulacija je uvek praćena samofaznom modulacijom i javlja se zato što efektivni indeks prelamanja talasa ne zavisi samo od intenziteta talasa već i od intenziteta ostalih kopropagirajućih talasa [2] [9]. U slučaju da se kroz vlakno prostire više talasa na različitim talasnim dužinama, nelinearna promena indeksa prelamanja se javlja kao posledica ukupnog intenziteta svetlosti u vlaknu. Na taj način faza jednog talasa može se modulisati intenzitetom drugog. Nelinearna promena faze signala na centralnoj frekvenciji  $\omega_j$  opisana je izrazom [2]:

$$\phi_{NL} = \frac{\omega_j}{c} n_2 z \left( |E_j|^2 + 2|E_{3-j}|^2 \right) \quad (2.3.3.2)$$

gde je  $j=1$  ili  $2$ . Prvi član izraza odgovoran je za SPM. Drugi član je rezultat promene faze impulsa zbog intenziteta drugog kopropagirajućeg impulsa u vlaknu, odnosno odgovoran je za XPM. Faktor 2 u jednačini (2.3.3.2) označava da je XPM duplo efektivnija nego SPM, za isti intenzitet. Dakle, dolazi do promene faze signala zbog sopstvenog intenziteta i zbog intenziteta kopropagirajućeg signala.

Pod pretpostavkom da nelinearni efekti ne utiču značajno na modove u optičkom vlaknu, električno polje može se napisati u sledećem obliku:

$$E_j(r, t) = F_j(x, y) A_j(z, t) \exp(i\beta_{0j} z) \quad (2.3.3.3)$$

gde je  $F_j(x, y)$  modalna raspodela optičkog vlakna za  $j$ -to polje ( $j=1,2$ ),  $A_j(z, t)$  sporo varirajuća anvelopa a  $\beta_{0j}$  odgovarajuća konstanta propagacije na centralnoj frekvenciji  $\omega_j$ . Disperzivni efekti su uključeni u razvoj frekventno zavisne konstante propagacije za svaki talas na sledeći način:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots \quad (2.3.3.4)$$

zadržavajući samo prva dva člana razvoja. Rezultujuća jednačina propagacije za  $A_j(z, t)$  ima sledeći oblik [2]:

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} + \beta_{1j} \frac{\partial A_j}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2j} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} + \frac{\alpha_j}{2} A_j = \frac{in_2 \omega_j}{c} \left( f_{jj} |A_j|^2 + 2f_{jk} |A_k|^2 \right) \quad (2.3.3.5)$$

gde je  $k \neq j$ ,  $\beta_{1j} = 1/v_{gj}$ ,  $v_{gj}$  je grupna brzina a  $\beta_{2j}$  predstavlja GVD koeficijent, dok je  $\alpha_j$  koeficijent slabljenja. Integral preklapanja  $f_{jk}$  definisan je na sledeći način:

$$f_{jk} = \frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F_j(x, y)|^2 |F_k(x, y)|^2 dx dy}{\left( \int \int_{-\infty}^{\infty} |F_j(x, y)|^2 dx dy \right) \left( \int \int_{-\infty}^{\infty} |F_k(x, y)|^2 dx dy \right)} \quad (2.3.3.6)$$

Kada su u pitanju višemodna optička vlakna razlike među integralima preklapanja mogu biti značajne jer dva talasa mogu da se prostiru u različitim modovima. Kod monomodnih optičkih vlakana  $f_{11}$ ,  $f_{22}$  i  $f_{12}$  se generalno razlikuju među sobom zbog

frekventne zavisnosti modalne raspodele  $F_j(x, y)$ . Razlika je mala i u praksi se zanemaruje.

NLSE se može napisati u sledećem obliku [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{g1}} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{\alpha_1}{2} A_1 &= i\gamma_1 \left( |A_1|^2 + 2|A_2|^2 \right) A_1 \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{\alpha_2}{2} A_2 &= i\gamma_2 \left( |A_2|^2 + 2|A_1|^2 \right) A_2 \end{aligned} \quad (2.3.3.7)$$

gde je koeficijent nelinearnosti  $\gamma_j = \frac{n_2 \omega_j}{c A_{eff}}$ , ( $j=1,2$ ),  $A_{eff}=1/f_{11}$  je efektivna površina jezgra i

ona je ista za oba optička talasa.

Dva optička talasa ne samo da imaju različite GVD koeficijente već i propagiraju različitim brzinama zbog razlike u njihovim grupnim brzinama. Razlika u grupnim brzinama igra veoma važnu ulogu jer ograničava XPM interakciju ukoliko se impulsi razdvoje [2]. Dužina razdvajanja optičkih impulsa (*walk-off length*) označava se sa  $L_w$  i ona predstavlja dužinu vlakna na kojoj se optički impulsi razdvajaju usled različitih grupnih brzina. Ukoliko je potrebno minimizovati uticaj XPM onda se za propagaciju koriste vlakna koja imaju veliku GVD usled koje se kopropagirajući signali kreću različitom brzinom i interakcija ova dva talasa biće mala a samim tim i XPM. U suprotnom, ako je cilj iskoristiti XPM efekat, koriste se vlakna sa posebnim profilom disperzije (*dispersion flattened fiber*), usled čega kopropagirajući impulsi propagiraju istom brzinom i interakcija među njima je jako izražena.

Posledica XPM može biti generisanje drugih nelinearnih efekata u optičkom vlaknu. Na primer, modulaciona nestabilnost je posledica međufazne modulacije u vlaknima sa posebnim profilom disperzije (*dispersion flattened fiber*). Takođe, XPM ima primenu u kompresiji impulsa, optičkom komutiranju itd. [2]. Što se tiče procesa generisanja superkontinuuma XPM ima veoma značajnu ulogu u procesu širenja spektra superkontinuuma. Kao što je prethodno pomenuto, u dinamici superkontinuuma može se uočiti cepanje impulsa na veći broj solitona. Nakon te inicijalne faze superkontinuuma, dolazi do generisanja Ramanovih solitona i disperzivnih talasa. Gledano u spektralnom domenu Ramanovi solitoni i disperzivni talasi su razdvojeni, dok u vremenskom domenu može doći čak i do njihovog preklapanja. XPM zapravo dovodi do ove interakcije Raman-ovih solitona i disperzivnih talasa, koja može potom dovesti do stvaranja novih spektralnih komponenti i dodatnog širenja spektra superkontinuuma, u oblasti kraćih talasnih dužina spektra [2] [3] [9].

### 2.3.4. Mešanje četiri talasa

Mešanje četiri talasa FWM (*Four Wave Mixing*) predstavlja nelinearni proces u kome četiri talasa razmenjuju energiju, kao posledica susceptibilnosti trećeg reda  $\chi^{(3)}$ . Mešanje četiri talasa predstavlja interakciju talasa koji se prostiru optičkim vlaknom na određenim frekvencijama, pri čemu se generišu nove frekvencije u spektru signala, na račun energije poslanih signala. Uzrok nastanka ove nelinearnosti jeste nelinearna reakcija elektrona medijuma sa elektromagnetnim poljem [2].

Kao što je već pomenuto, FWM je nelinearno uzajamno dejstvo četiri optička talasa, koji se prostiru na različitim frekvencijama  $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$ . FWM proces se može podeliti u dve kategorije. Prva kategorija, u kojoj tri fotona prenose svoju energiju na jedan foton frekvencije  $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$  i druga kada se dva fotona na frekvencijama  $\omega_1$  i  $\omega_2$  transformišu u druga dva na frekvencijama  $\omega_3$  i  $\omega_4$ , tako da je ispunjeno  $\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2$ . Efikasnost FWM-a zavisi od podudarnosti faza frekventnih komponenti i disperzivnih karakteristika vlakna. Generalno, pri prostiranju  $N$  talasnih dužina signala kroz optičko vlakno generisaće se  $M$  produkata [2]:

$$M = \frac{N^2}{2}(N-1) \quad (2.3.4.1)$$

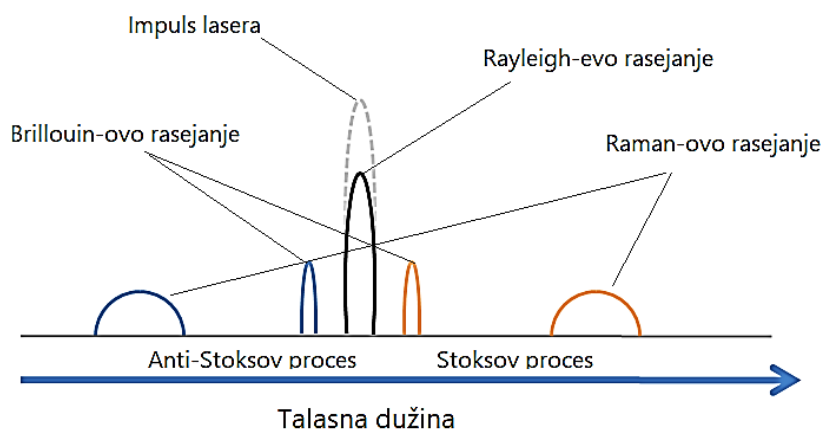
Ovi međuprodukti se često formiraju u blizini ili na frekvenciji samog željenog signala, izazivajući pritom velike probleme jer se obzirom da se mešaju sa korisnim signalom ne mogu filtrirati. Zbog toga se moraju preventivno sprečiti. FWM može izazvati probleme u WDM sistemima, posebno ukoliko su frekvencije kanala bliske ZDW. U tom slučaju različite frekvencijske komponente, odnosno signali različitih kanala, prostiraće se istom grupnom brzinom i njihove faze će se poklapati. Tada dolazi do mešanja njihovih frekvencija i stvaranja novih koje se poklapaju sa već postojećim frekvencijama WDM-a i izazivaju preslušavanje [9]. Iako je FWM slab efekat, može ozbiljno uticati na performance WDM sistema ukoliko se signali prenose u fazi na veća rastojanja. Stoga, jedan od načina da se smanji međukanalno preslušavanje, koje je posledica FWM efekta, jeste da se WDM sistemi baziraju na vlaknima sa nižom disperzijom (ali ne nultom disperzijom), pri čemu će efekat širenja impulsa usled disperzije biti mali a s druge strane postići će se različita grupna brzina signala, dovoljna da se smanji preslušavanje. S druge strane, što je razmak između kanala manji FWM efekat je izraženiji, pa se preporučuje različito međukanalno rastojanje u WDM

sistemima. Na ovaj način postiže se da se generisane frekvencije u procesu FWM ne mešaju sa frekvencijom korisnog signala [9]. Efekat FWM se izražava u dB i trebalo bi da ima što negativniju vrednost.

### 2.3.5. Nelinearni efekti rasejanja

Druga grupa nelinearnih efekata, efekti rasejanja, uzrokuju slabljenje optičkog signala i to uglavnom kada je reč o većim optičkim snagama. Nelinearno rasejanje uzrokuje da se snaga jednog optičkog moda prenese ili unapred ili unazad u okviru istog moda, ili na drugi mod različite frekvencije. To pre svega zavisi od gustine optičke snage unutar vlakna i ovi efekti postaju značajni tek onda kada je snaga signala veća od određenog praga [9].

U najopštijem slučaju spektar rasejane svetlosti može se prikazati kao na slici 2.3.5.1. Spektar prikazan na slici uključuje Rayleigh-ovo, Raman-ovo i Brillouin-ovo rasejanje. Kao što je u poglavlju 2.2.1 pomenuto, Rayleigh-ovo rasejanje nastaje usled unutrašnjih varijacija indeksa prelamanja, zbog varijacija u gustini optičkog signala koje su posledice fabrikacije vlakna.



**Sl.2.3.5.1** Spektar rasejane svetlosti u optičkom vlaknu.

Nejednaka distribucija gustine snage optičkog signala dovodi do promena u indeksu prelamanja, koje su na mnogo nižem nivou od promena uzrokovanih talasnom dužinom. Svetlosni zrak se delimično rasipa u svim pravcima usled čega se deo svetlosne energije gubi. Rayleigh-ovo rasejanje je primer elastičnog rasejanja, kod koga frekvencija rasejane svetlosti ostaje nepromenjena, odnosno jednaka je frekvenciji optičkog signala. Ramana-ovo i Brillouin-ovo rasejanje su primeri neelastičnog rasejanja, kod kojih dolazi do promene karakteristika optičkog signala koji je rasejan [9].

### 2.3.5.1 Stimulisano Brillouin-ovo rasejanje

Stimulisano Brillouin-ovo rasejanje SBS (*Stimulated Brillouin Scattering*) može se definisati kao modulacija svetlosti kroz termalne molekularne vibracije unutar vlakna. Posledica SBS jeste generisanje novih frekvencija koje se manifestuju kao gornji i donji bočni opeg frekvencija u spektru, koji su razdvojeni frekvencijom incidentne svetlosti (S1.2.3.5.1).

Stimulisano Brillouin-ovo rasejanje nastaje usled interakcije optičkog talasa koji se prostire kroz vlakno i akustičnog talasa (akustični fononi). Fononi su izazvani promenom gustine materijala pod dejstvom električnog polja (elektrostrikcija) ili termalnom ekspanzijom pri apsorpciji svetlosti. Akustični talas potom menja svojstva indeksa prelamanja [2]. Energija se prenosi sa jednog svetlosnog talasa na drugi koji je na većoj talasnoj dužini (ili ima manju energiju). Izgubljena energija je apsorbovana molekularnim vibracijama ili fononima, u medijumu. Ovaj drugi talas se naziva Stokes-ov talas. Prvi talas se naziva pumpajući talas i on izaziva pojačanje Stokes-ovog talasa. Kako pumpajući talas propagira kroz vlakno, on gubi snagu dok Stokes-ov talas dobija snagu. U slučaju SBS, pumpajući talas je koristan signal, a Stokes-ov talas je nepoželjan talas koji se generiše u procesu rasejanja i prostire se u smeru suprotnom od pumpajućeg talasa.

Generalno, efekti rasejanja su okarakterisani pomoću koeficijenta pojačanja  $g_B [m/W]$  i spektralne širine u okviru koje postoji pojačanje. Koeficijent pojačanja je mera pojačanja nelinearnih efekata. U slučaju SBS, fononi koji su uključeni u rasejanje su akustični fononi i interakcija se javlja u intervalu od  $\Delta f_B = 20 \text{ MHz}$  na 1550 nm. Stokes-ov talas i pumpajući talas se kreću u suprotnim smerovima. Stoga, SBS ne izaziva nikakvu interakciju između talasa na različitim talasnim dužinama, sve dok je razmak među talasnim dužinama mnogo veći od 20 MHz, što je obično i zadovoljeno. SBS može da izazove znatnu distorziju signala unutar jednog kanala. SBS stvara pojačanje u pravcu koji je suprotan pravcu prostiranja signala tj. slabi poslani signal i generiše potencijalno jak talas koji se kreće prema predajniku, te je iz tog razloga neophodan izolator. Intenziteti pumpajućeg talasa  $I_p$  i Stokes-ovog talasa  $I_s$  su povezani spregnutim jednačinama [2]:

$$\begin{aligned}\frac{dI_s}{dz} &= -g_B I_p I_s + \alpha I_s \\ \frac{dI_p}{dz} &= -g_B I_p I_s - \alpha I_p\end{aligned}\tag{2.3.5.1.1}$$

Intenziteti talasa su sa snagama povezani na sledeći način:  $P_s = A_{\text{eff}} I_s$  i  $P_p = A_{\text{eff}} I_p$ , gde je  $A_{\text{eff}}$  efektivna površina jezgra. U slučaju kada je snaga Stokes-ovog talasa mnogo manja od snage pumpajućeg talasa, može se zanemariti član  $-g_B I_p I_s$  te se za vlakno dužine  $L$  dobija:

$$\begin{aligned}P_s(0) &= P_s(L) e^{-\alpha L_e \frac{g_B P_p(0) L_e}{A_e}} \\ P_p(L) &= P_p(0) e^{-\alpha L}\end{aligned}\tag{2.3.5.1.2}$$

Snaga praga za SBS efekat je aproksimativno [15]:

$$P_{th} \approx \frac{21bA_e}{g_B L_e}\tag{2.3.5.1.3}$$

gde su  $A_e$  i  $L_e$  efektivna površina jezgra i efektivna dužina vlakna, respektivno.

Nivo signala pri kojem dolazi do Brillouin-ovog rasejanja niži je od onog koji dovodi do Raman-ovog rasejanja oko sto puta. Brillouin-ovo rasejanje može prouzrokovati modulacionu nestabilnost ali se preciznom kontrolom ovog procesa mogu proizvesti Brillouin-ovi pojačavači i kontinualni i impulsnici laseri u optičkim vlaknima.

### 2.3.5.2 Stimulisano Raman-ovo rasejanje

Stimulisano Raman-ovo rasejanje SRS (*Stimulated Raman Scattering*) je nelinearni efekat koji kombinuje Raman-ovo rasejanje i stimulisanu emisiju, koja vodi ka Raman-ovom pojačanju signala. Spontano Raman-ovo rasejanje nastaje kada elektromagnetni talas interaguje sa elektronima medijuma, pri čemu elektron apsorbuje energiju pumpajućeg fotona i prelazi na viši energetski nivo. Potom, elektron se vraća na niži energetski nivo emitujući foton različite frekvencije u odnosu na frekvenciju pumpajućeg fotona. U slučaju da je frekvencija emitovanog fotona manja od frekvencije pumpajućeg fotona nastaje Stoksov talas (elektron je apsorbovao energiju pumpajućeg fotona), u suprotnom nastaje anti-Stoksov talas (elektron je emitovao energiju). Na slici (2.3.5.2.1) prikazano je generisanje Stoksovog i anti-Stoksovog talasa kao i rezultujući Raman-ov spektar. Stimulisano Raman-ovo rasejanje nastaje kada se u vlakno pored pumpajućeg signala injektuje i Stoksov foton, pritom se u

procesu rasejanja fotoni pumpajućeg talasa mnogo brže konvertuju u Stoksov talas. Na ovaj način pojačava se intenzitet Stoksovog talasa i na ovom principu funkcionišu Raman-ovi pojačavači i Raman-ovi laseri.

SRS je u monomodnom optičkom vlaknu bidirekcionni proces. Stoksov talas se može opisati donjim jednačinama [2]:

$$\begin{aligned}\frac{dI_p}{dz} &= -g_R I_p I_s - \alpha_p I_p \\ \frac{dI_s}{dz} &= g_R I_p I_s - \alpha_s I_s\end{aligned}\tag{2.3.5.2.1}$$

gde je  $I_s$  intenzitet Stoksovog talasa, intenzitet pumpajućeg talasa  $I_p$  i  $g_R$  koeficijent Raman-ovog pojačanja. Koeficijent Raman-ovog pojačanja je  $g_R(\Omega)$ , pri čemu  $\Omega = \omega_p - \omega_s$  predstavlja razliku između frekvencije pumpajućeg i Stoksovog talasa i predstavlja najvažniju karakteristiku SRS [2]. U ranim eksperimentima SRS pojačanje je izmereno u silikatnim vlaknima. Generalno,  $g_R$  zavisi od kompozicije jezgra optičkog vlakna i u slučaju dopiranih vlakana, njegova vrednost značajno varira. Takođe, zavisi i od polarizacije pumpajućeg i Stoksovog talasa. Najznačajnija karakteristika Raman-ovog pojačanja u silikatnim optičkim vlaknima je da koeficijent pojačanja  $g_R$  obuhvata širok opseg frekvencija (do 40 THz). Ovo ponašanje je zbog amorfne prirode silikatnog stakla, pri čemu se molekularne vibracione frekvencije šire i kreiraju kontinuum. Kao rezultat toga Raman-ovo pojačanje u silikatnom staklu obuhvata kontinualno širok opseg, najčešće oko 20-30 THz [2].

Slično kao kod SBS, SRS prag snage može se odrediti na osnovu jednačina (2.3.5.2.1) i traženjem rešenja u kome je polovina snage pumpajućeg talasa prenešena na Stoksov talas, na izlazu vlakna dužine  $L$ . Snaga praga za SRS efekat je aproksimativno [15]:

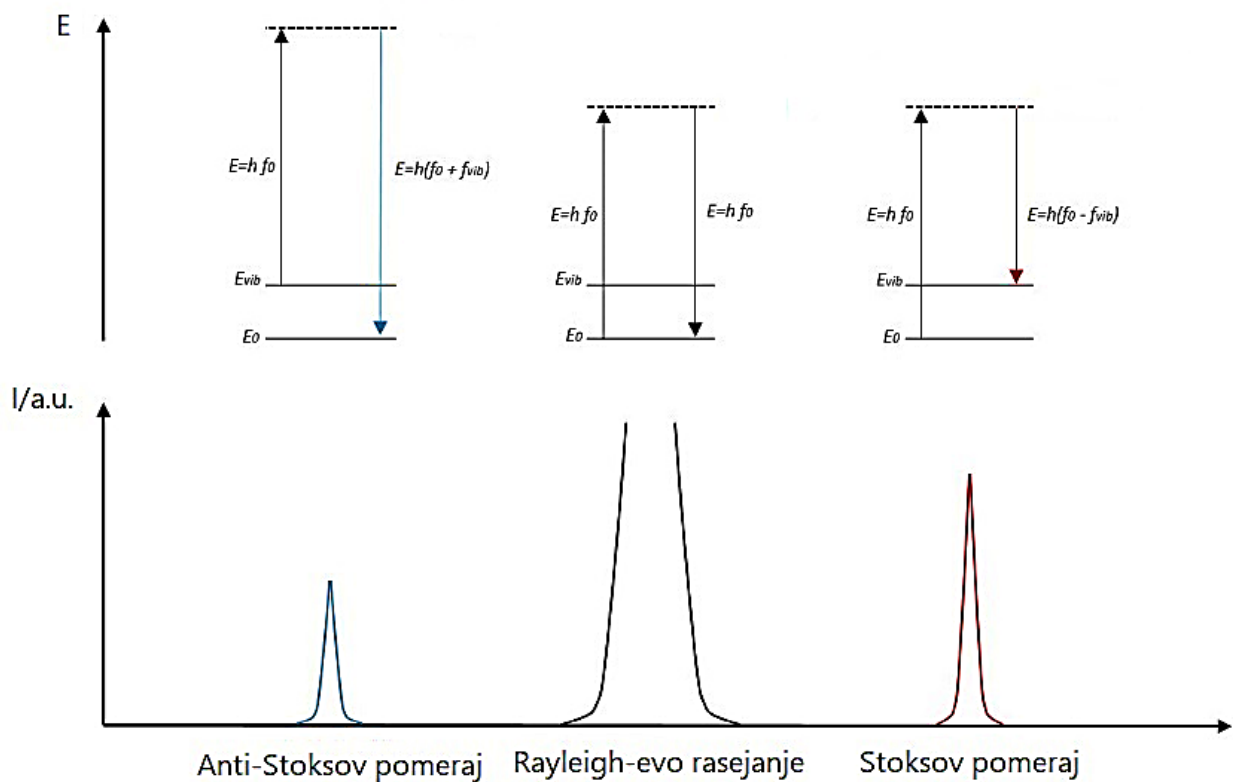
$$P_{th} \approx \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}}\tag{2.3.5.2.2}$$

Da bi se objasnio proces SRS, razmatraćemo signal konstantne snage koji se protire optičkim vlaknom. Signal će biti pojačan Raman-ovim pojačanjem, sve dok je razlika frekvencija pumpajućeg talasa i Stoksovog talasa u granicama spektra Raman-ovog pojačanja. Ukoliko je u pitanju spontano Raman-ovo rasejanje, generisaće se fotoni u celom opsegu Ramanovog spektra pojačanja i sve frekvencijske komponente signala su pojačane.



Međutim, frekvencijska komponente signala za koju je  $g_R$  maksimalan, najbrže će se pojačati.

Kada je snaga signala jednaka snazi SRS praga, snaga pumpajućeg talasa će se izuzetno brzo preneti na Stoksov talas. U teoriji se predviđa kompletan transfer snage pumpajućeg signala na Stoksov signal. Međutim, u praksi Stoksov talas služi kao pumpajući talas, kako bi se generisao Stoksov talas drugog reda sa još većom snagom od inicijalnog pumpajućeg signala [2].



SI.2.3.5.2.1 Raman-ovo rasejanje i rezultujući spektar.

### 2.3.6. Disperzivni talasi

Ultra kratki impulsi se mogu prostirati kao optički solitoni unutar optičkog vlakna anomalne disperzije [2] [16] [17] [18]. Međutim, solitoni su osetljivi na perturbacije koje su uzrokovane disperzivnim efektima višeg reda i nelinearnim efektima. Posledica perturbacije

solitona disperzivnim efektima višeg reda HOD (*Higher Order Dispersion*) je generisanje nesolitonskog zračenja NSR (*Nonsolitonic Radiation*) na specifičnoj frekvenciji [2] [19]. Ovakvo zračenje naziva se još i *Cherenkov radiation* a povezuje se sa pojmom disperzivnih talasa koje generišu solitoni usled dejstva HOD. Dolazi do transfera energije sa solitona na disperzivni talas. Disperzivni talas se emituje na onoj frekvenciji koja je jednaka vrednosti propagacione konstante (fazna brzina) solitona. Stoga se disperzivni talas kreće istom faznom brzinom kao i soliton [2]. Ako se faza optičkog signala frekvencije  $\omega$  menja u vremenu na sledeći način  $\phi = \beta(\omega)z - \omega t$ , faze dva signala na rastojanju  $z$  nakon kašnjenja  $t = z/v_g$  date su sledećim izrazima [2]:

$$\begin{aligned}\phi(\omega_d) &= \beta(\omega_d)z - \omega_d(z/v_g) \\ \phi(\omega_s) &= \beta(\omega_s)z - \omega_s(z/v_g) + \frac{1}{2}\gamma P_s z\end{aligned}\tag{2.3.6.1}$$

gde su  $\omega_d$  i  $\omega_s$  frekvencije disperzivnog talasa i solitona, respektivno,  $v_g$  je grupna brzina solitona. Poslednji član u jednačini (2.3.6.1) predstavlja nelinearnu promenu faze solitona.  $P_s$  je vršna snaga Raman-ovog solitona formiranog nakon fisije [2]. Ukoliko razvijemo propagacionu konstantu  $\beta(\omega_d)$  u Taylor-ov red oko  $\omega_s$ , faze disperzivnog talasa i solitona će se poklapati ukoliko frekvencijska razlika  $\Omega_d = \omega_d - \omega_s$  zadovoljava sledeći izraz:

$$\sum_{m=2}^{\infty} \frac{\beta_m(\omega_s)}{m!} \Omega_d^m = \frac{1}{2} \gamma P_s\tag{2.3.6.2}$$

Iz gornje jednačine može se uočiti da rešenje za  $\Omega_d$  ne postoji ukoliko ne postoje disperzivni koeficijenti višeg reda i ako nije ispunjeno  $\beta_2 < 0$ . Ukoliko pretpostavimo da je uključen disperzivni koeficijent  $\beta_3 > 0$  i  $\beta_2 < 0$ , frekvencijska razlika  $\Omega_d$  bi bila pozitivna. Kao rezultat toga, disperzivni talas se emituje na frekvenciji koja je veća od frekvencije solitona, odnosno na manjoj talasnoj dužini. Međutim, u slučaju da je  $\beta_3 < 0$  i  $\beta_2 < 0$ , disperzivni talas se emituje na talasnoj dužini većoj od talasne dužine solitona.

Za proces generisanja superkontinuumu od velikog je značaja uticaj generisanja disperzivnog talasa kao i pratećih nelinearnih efekata koji se mogu razviti u kasnijoj fazi generisanja superkontinuumu. U slučaju generisanja disperzivnog talasa, on interaguje sa solitonom kroz XPM, što dovodi do promene spektra disperzivnog talasa. On biva zahvaćen Raman-ovim solitonom pri čemu se na dalje kreću zajedno, istom brzinom.

## 2.4. Modulaciona nestabilnost

U mnogim sistemima gde koegzistiraju disperzivni i nelinearni efekti može doći do razvoja modulacione nestabilnosti MI (*Modulation Instability*). Ovaj fenomen izučavan je 1960-ih u različitim oblastima, kao što su dinamika fluida, fizika plazme i nelinearna optika [20]. U oblasti nelinearne optike i optičkih vlakana, modulaciona nestabilnost zahteva anomalni disperzivni režim i manifestuje se kao cepanje signala kontinualne snage na niz ultra kratkih impulsa [2] [20].

Ako razmatramo prostiranje signala kontinualne snage CW (*Continuous Wave*) kroz optičko vlakno i pođemo od NLSE jednačine prostiranja talasa sledećeg oblika:

$$j \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 A \quad (2.4.1)$$

gde je  $A(z, t)$  amplitude anvelope električnog polja,  $\beta_2$  GVD parametar i  $\gamma$  nelinearni parametar odgovoran za SPM. Kada govorimo o CW talasu amplituda  $A$  je nezavisna od  $t$  na ulazu u optičko vlakno ( $z = 0$ ). Ako pretpostavimo da  $A(z, t)$  ostaje nezavisna od vremena tokom prostiranja optičkim vlaknom, rešenje jednačine (2.4.1) je:

$$A = \sqrt{P_0} \exp(i\phi_{NL}) \quad (2.4.2)$$

gde je  $P_0$  inicijalna snaga signala, a  $\phi_{NL} = \gamma P_0 z$  je nelinearna promena faze kao posledica SPM. CW se prostire optičkim vlaknom neizmenjen, osim što dolazi do promene faze. Dakle, pretpostavka je da je impuls stabilan. Međutim, postavlja se pitanje da li je stabilan ukoliko se uključe male perturbacije kao u sledećoj jednačini:

$$A = (\sqrt{P_0} + a) \exp(i\phi_{NL}) \quad (2.4.3)$$

Stabilnost rešenja proveravamo unosom izraza (2.4.3) u jednačinu (2.4.1) i linearizacijom  $a$  dobija se:

$$j \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} - \gamma P_0 (a + a^*) \quad (2.4.4)$$

Dobija se rešenje prehodne jednačine u sledećoj formi [2]:

$$a(z, t) = a_1 \exp[i(Kz - \Omega t)] + a_2 \exp[-i(Kz - \Omega t)] \quad (2.4.5)$$

gde su  $K$  i  $\Omega$  talasni broj i frekvencija perturbacije, respektivno. Jednačine (2.4.4) i (2.4.5) daju dve jednačine za  $a_1$  i  $a_2$ . Ovaj set jednačina ima netrivialna rešenja samo kada  $K$  i  $\Omega$  zadovoljavaju sledeću relaciju [20]:

$$K = \pm \frac{1}{2} |\beta_2 \Omega| [\Omega^2 + \text{sgn}(\beta_2) \Omega_c^2]^{1/2} \quad (2.4.6)$$

gde je  $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$ , zavisno od znaka  $\beta_2$ , odnosno režima disperzije.

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|} = \frac{4}{|\beta_2| L_{NL}} \quad (2.4.7)$$

a  $L_N = \frac{1}{\gamma P_0}$  je karakteristična dužina za nelinearne procese u vlaknu (tkz. nelinearna dužina).

Dva člana jednačine (2.4.5) predstavljaju dve frekvencijske komponente  $\omega_0 + \Omega$  i  $\omega_0 - \Omega$ , koje zapravo odgovaraju spektralnim bočnim opsezima koji se javljaju kao posledica modulacione nestabilnosti [20]. Jednačina (2.4.6) pokazuje da stabilno stanje sistema strogo zavisi od režima disperzije. U slučaju kadaje  $\beta_2 > 0$ , odnosno kada se radi o normalnom disperzivnom režimu, talasni broj  $K$  je realan za sve vrednosti  $\Omega$  i stanje je stabilno u prisustvu perturbacija. Međutim, ukoliko se radi o anomalnom disperzivnom režimu, odnosno  $\beta_2 < 0$ ,  $K$  je imaginarno za  $|\Omega| < \Omega_c$  i perturbacija raste eksponencijalno sa rastojanjem, kao što se vidi iz jednačine (2.4.5) [20]. Ova nestabilnost se naziva modulaciona nestabilnost, zato što vodi do modulacije vremenskog oblika CW signala u niz impulsa.

Spektar pojačanja modulacione nestabilnosti dobija se iz jednačine (2.4.6), uzimanjem da je  $\text{sgn}(\beta_2) = -1$  i pojačanje je  $g(\Omega) = 2 \text{Im}(K)$ . Pojačanje postoji samo ukoliko je  $|\Omega| < \Omega_c$  i može se prikazati sledećom jednačinom [20]:

$$g(\Omega) = |\beta_2 \Omega| [\Omega_c^2 - \Omega^2]^{1/2} \quad (2.4.8)$$

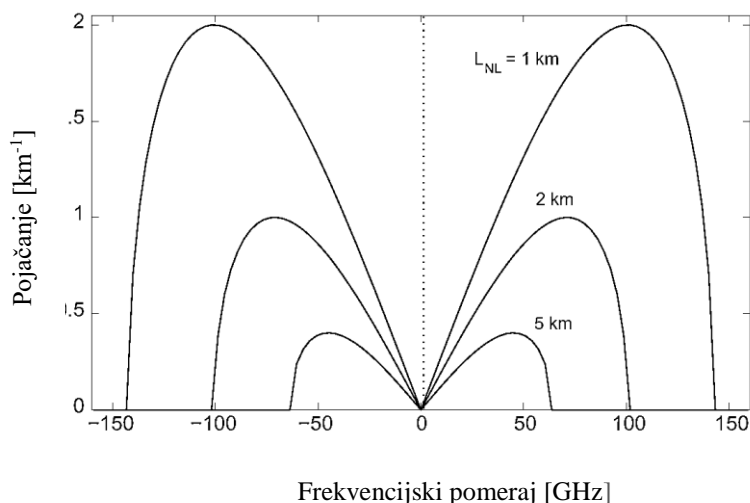
Na slici 2.4.1 prikazano je pojačanje spektra za različite vrednosti nelinearne dužine optičkog vlakna, za  $\beta_2 = -5 \text{ ps}^2/\text{km}$ .

Maksimalno pojačanje ostvaruje se na dve frekvencije:

$$\Omega_{\max} = \pm \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} = \pm \left( \frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|} \right)^{1/2} \quad (2.4.9)$$

Odnosno, maksimalno pojačanje iznosi:

$$g_{\max} = g(\Omega_{\max}) = \frac{1}{2} |\beta_2| \Omega_c^2 = 2\gamma P_0 \quad (2.4.10)$$



**Sl. 2.4.1** Spektar pojačanja MI za različite vrednosti nelinearne dužine vlakna, kada je CW injektovan u vlakno disperzije  $\beta_2 = -5 \text{ ps}^2/\text{km}$ . Slika preuzeta iz [20].

U realnim uslovima, pojačanje MI je pod uticajem slabljenja u vlaknu i ono opada zbog smanjenja snage signala usled slabljenja. Takođe, disperzivni efekti višeg reda kao i nelinearni efekti kao što su SPM, Raman-ovo rasejanje mogu uticati na pojačanje MI. Disperzija trećeg reda  $\beta_3$  ne utiče na pojačanje MI. S druge strane, postoji direktna povezanost nelinearnih efekata SPM, XPM, FWM sa MI. MI u frekvencijskom domenu interpretira se kao efekat FWM, pod dejstvom SPM. Ukoliko se na ulaz u vlakno osim pumpajućeg CW talasa (frekvencije  $\omega_0$ ) dovede još jedan talas čija je frekvencija  $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$  doći će do MI ukoliko je  $|\Omega| < \Omega_c$ . U ovom slučaju imaćemo dva frekvencijska bočna opsega, jedan na  $\omega_1$  a drugi na  $2\omega_0 - \omega_1$ . MI nastala tako što se u vlakno injektuje CW, perturbacija i još jedan talas, naziva se indukovana modulaciona nestabilnost (*Induced Modulation instability*). U slučaju da se vlaknom prostire samo CW, postoje prirodne perturbacije (fluktuacije vakuuma) koje dovode do spontane modulacione nestabilnosti (*Spontaneous Modulation instability*), kada se u frekvencijskom domenu uočavaju dva bočna

opsega frekvencija  $\omega_0 \pm \Omega$ , odnosno u vremenskom domenu se formira niz impulsa periode  $T_m = 2\pi / \Omega_{\max}$ .

Modulaciona nestabilnost može se javiti i u slučaju normalnog disperzivnog režima, kada je inicira XPM modulacija dva impulsa koji se prostiru vlaknom na različitim frekvencijama. Takođe MI se može javiti u normalnom disperzivnom režimu ukoliko vlakno ima dve nulte disperzije ili je u pitanju vlakno specifične mikrostrukture [20].

### 3. NUMERIČKO REŠAVANJE NELINEARNE SCHRODINGER-OVE JEDNAČINE

Dinamika prostiranja anvelope elektromagnetnog polja u prisustvu disperzivnih i nelinearnih efekata u optičkom vlaknu može se izučavati rešavanjem nelinearne Schrödinger – ove jednačine. NLSE je nelinearna parcijalna diferencijalna jednačina koja generalno ne daje analitička rešenja, osim za specifične slučajeve. Stoga je neophodno koristiti numeričke metode za rešavanje ove jednačine. Postoji puno metoda koji se primenjuju za ovakvo rešavanje NLSE jednačine (metoda inverznog rasejanja, metoda konačnih razlika i konačnih elemenata, varijacioni iteracioni metod itd.). Jedan od metoda koji se najčešće primenjuje je split-step Fourier-ov metod SSFM (*Split-step Fourier Method*) [20].

U ovom radu biće izučavana dinamika superkontinuumu pomoću rešavanja NLSE jednačine split-step Fourier-ovim metodom u programskom paketu matlab. Stoga će u ovom poglavlju biti objašnjen princip primene SSFM za rešavanje NLSE.

Prilikom numeričkog rešavanja NLSE polazimo od početnog oblika:

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A + \sum_{m \geq 2} \frac{j^{m+1}}{m!} \beta_m \frac{\partial^m A}{\partial T^m} + j\gamma \left( 1 + \frac{j}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \times \left( A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \right) \quad (3.1)$$

Pre svega potrebno je rešiti kako će integral u gornjoj jednačini biti numerički predstavljen. Polazeći od definicije za  $R(T)$  date jednačinom (2.1.2.9) možemo napisati konvolucionni integral [3]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' = \int_{-\infty}^{\infty} [(1 - f_R) \delta(T') + f_R h_R(T')] |A(z, T - T')|^2 dT' \quad (3.2)$$

$$= (1 - f_R) |A(z, T)|^2 + f_R \int_{-\infty}^{\infty} [h_R(T')] |A(z, T - T')|^2 dT'$$

Prvi član gornjeg izraza je Kerr-ov efekt. Drugi član je konvolucionni integral koji opisuje Raman-ovo rasejanje. Da bismo numerički odredili drugi član potrebno je primeniti konvolucionu teoremu, pri čemu ćemo članove  $h_R(T')$  i  $|A(z, T - T')|^2$  prebaciti iz vremenskog u frekvencijski domen, pomnožiti i vratiti ponovo u vremenski domen:

$$\int_{-\infty}^{\infty} h_R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' = \Delta t \mathfrak{F}^{-1} \left[ \mathfrak{F}(h_R(T)) \mathfrak{F}(|A(z, T)|^2) \right] \quad (3.3)$$

Primena SSFM zasniva se na sledećem. NLSE jednačina data izrazom (3.1), može se predstaviti u sledećem obliku:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (3.4)$$

gde je  $\hat{D}$  diferencijalni operator koji predstavlja disperzivni član jednačine a  $\hat{N}$  je nelinearni operator kojim se opisuju nelinearni efekti u vlaknu. Ovi operatori se definišu na sledeći način:

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} A + \sum_{m \geq 2} \frac{j^{m+1}}{m!} \beta_m \frac{\partial^m A}{\partial T^m} \quad (3.5)$$

$$\hat{N} = j\gamma \left( 1 + \frac{j}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \times \left( A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \right) \quad (3.6)$$

Generalno, disperzivni i nelinearni efekti se ispoljavaju istovremeno duž vlakna. SSFM metod se primenjuje za dobijanje aproksimativnog rešenja NLSE, pod pretpostavkom da se prilikom prostiranja signala na malom rastojanju  $h$ , disperzivni i nelinearni efekti mogu posmatrati odvojeno, odnosno da se ovi efekti nezavisno jedan od drugog ispoljavaju u vlaknu na tom malom rastojanju  $h$ . Preciznije rečeno, prostiranje signala na rastojanju od  $z$  do  $z+h$  vrši se u dva koraka. U prvom koraku, nelinearni efekti utiču na prostiranje signala, nezavisno od disperzivnih i smatra se da je  $\hat{D} = 0$  u jednačini (3.4). U drugom koraku disperzivni efekti deluju na signal, dok se nelinearni zanemaruju i uzima se da je  $\hat{N} = 0$ . Ovo se matematički može izraziti na sledeći način:

$$A(z+h, T) \approx \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N}) A(z, T) \quad (3.7)$$

Eksponencijalni operator  $\exp(h\hat{D})$  u Fourier-ovom domenu može se izraziti na sledeći način:

$$\exp(h\hat{D}) A(z, T) = \mathfrak{F}^{-1} \exp[h\hat{D}(-j\omega)] \mathfrak{F} A(z, T) \quad (3.8)$$

Kako bi se procenila tačnost split-step Furijeovog metoda, treba istaći da je precizno rešenje jednačine (3.4):

$$A(z+h, T) \approx \exp[h(\hat{D} + \hat{N})] A(z, T) \quad (3.9)$$



Primenom Baker–Hausdorffformule za dva nekomutirajuća operatora dobija se:

$$\exp(\hat{a})\exp(\hat{b}) = \exp\left(\hat{a} + \hat{b} + \frac{1}{2}[\hat{a}, \hat{b}] + \frac{1}{12}[\hat{a} - \hat{b}, [\hat{a}, \hat{b}]] + \dots\right) \quad (3.10)$$

gde je  $[\hat{a}, \hat{b}] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$ . Upoređujući jednačine (3.7) i (3.9) može se uočiti da SSFM ignoriše nekomutirajuću prirodu operatora  $\hat{D}$  i  $\hat{N}$ . Koristeći jednačinu (3.10), pri čemu je  $\hat{a} = h\hat{D}$  i  $\hat{b} = h\hat{N}$ , uočava se da greška najviše potiče od člana  $\frac{1}{2}[\hat{D} + \hat{N}]$ . SSFM je numerički metod drugog reda tačnosti, tj. greška ovakvog numeričkog rešenja je proporcionalna drugom stepenu koraka  $h$ .

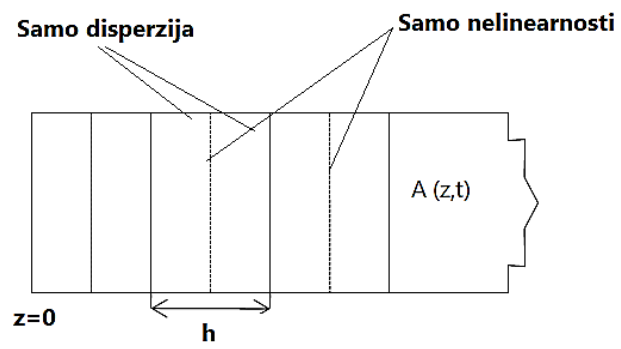
Tačnost SSFM može se poboljšati primenom drugačije procedure nad segmentom vlakna od  $z$  do  $z+h$ . Drugi način za realizaciju SSFM-a jednačinu (3.7) svodi na:

$$A(z+h, T) \approx \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)\exp\left(\int_z^{z+h}\hat{N}(z')dz'\right)\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)A(z, T) \quad (3.11)$$

Glavna razlika između ova dva pristupa je u tome što se u ovom pristupu nelinearni efekti uključuju na sredini segmenta a ne na njegovim granicama. Ovaj metod naziva se *simetrizovan split-step Furijeov metod*. Integral u sredini izraza uključuje zavisnost nelinearnog operatora  $\hat{N}$  od  $z$ . Ukoliko je korak  $h$  jako mali integral se može aproksimirati kao  $\exp(h\hat{N})$ , što je slično jednačini (3.7). Najvažnija prednost korišćenja simetrizovane forme jednačine (3.11) je u tome što član  $\frac{1}{2}[\hat{D} + \hat{N}]$  daje tačnost trećeg reda po koraku  $h$  što se lako dobija kada se jednačina (3.10) primeni dva puta na jednačinu (3.11). Upotrebom pravila trapezoida može se proceniti integral iz jednačine (3.11) [2].

$$\int_z^{z+h}\hat{N}(z')dz' \approx \frac{h}{2}(\hat{N}(z) + \hat{N}(z+h)) \quad (3.12)$$

Primena SSFM je prilično jednostavna. Kao što se sa slike 3.1 može uočiti vlakno se deli na veliki broj malih segmenata. Optički impuls se prostire od segmenta do segmenta, pri čemu se to prostiranje opisuje jednačinom (3.11). Optički impuls najpre prelazi rastojanje  $h/2$ , pri čemu se uzima u obzir samo uticaj disperzije a njen uticaj se modeluje jednačinom (3.8) i primenom FFT algoritma. Na sredini segmenta,  $z+h/2$  uključuju se nelinearni efekti, koji deluju samostalno od  $z$  do  $z+h$ . Zatim se signal prostire od  $z+h/2$  do  $z+h$ , pri čemu deluju samo disperzivni efekti. Kao što se sa slike može uočiti, nelinearni efekti se uključuju samo na sredini segmenata.



**Sl. 3.1** Šematska ilustracija simetrizovanog split-step Fourier-ovog metoda.

## 4. FOTONIČNA KRISTALNA VLAKNA

U disertaciji će biti predstavljene simulacije generisanja superkontinuumu u optičkim vlaknima specifične mikrostrukture - tkz. fotonična kristalna vlakna PCF (Photonic Crystal Fibers). Stoga će najpre biti predstavljena teorijska osnova o PCF vlaknima, kako bi se fenomen generisanja superkontinuumu i njegova dinamika u ovim vlaknima analizirala kroz disperzivne i nelinearne efekte, u narednom delu disertacije. Na kraju poglavlja biće dato objašnjenje zbog čega je PCF vlakno medijum kroz koji će biti izučavan proces generisanja superkontinuumu u disertaciji, kao i koji tip PCF vlakna će biti korišćen u simulacijama.

PCF vlakna predstavljaju optička vlakna bazirana na svojstvima dvodimenzionalnih fotoničnih kristala [2] [9] [21-25]. PCF vlakna su nova klasa optičkih vlakana koja sadrže niz šupljina ispunjenih vazduhom duž celog silikatnog vlakna i stoga se ova vlakna nazivaju i "holey" vlakna [25]. Ovo su najjednostavnija PCF vlakna. Generalno, postoji veliki broj vrsta PCF vlakana koja sadrže mikrostrukturu u kojoj se materijali sa velikim i malim indeksom prelamanja periodično smenjuju unutar vlakna. [7]. Ova vlakna sadrže periodičnu varijaciju indeksa prelamanja u ravni normalnoj u odnosu na pravac prostiranja svetlosti. Dok se kod konvencionalnih optičkih vlakana svetlost prostire vlaknom po principu totalne refleksije, usled različitog indeksa prelamanja svetlosti jezgra i omotača vlakna, kod PCF vlakana postoji drugačiji mehanizam za provođenje svetlosti. Iako vođeni modovi mogu biti zarobljeni unutar jezgra, većeg indeksa prelamanja od omotača koji sadrži šupljine, efektom koji je sličan totalnoj refleksiji, alternativno mogu biti zarobljeni i u jezgru većeg ili čak manjeg indeksa prelamanja u odnosu na omotač, pomoću *photonic bandgap* efekta [9]. Ovakva PCF vlakna se u literaturi nazivaju još i PBGF (*Photonic Bandgap Fibre*) [7].

PCF vlakna su prvi put modelovana 1996. od strane naučnika Russell-a i od tada su postala predmet interesovanja u oblasti tehnologije optičkih vlakana. S druge strane, J. C. Knight je proizveo prva PCF vlakna za kontrolisanje svetlosti u optičkom vlaknu i time otvorio novu oblast u polju nelinearne optike [26]. PCF vlakna mogu imati različitu mikrostrukturu i parametre kojima se obezbeđuju različita fizička svojstva medijuma i time kontrolisati disperzivni i nelinearni efekti u vlaknu, za razliku od konvencionalnih optičkih vlakana kod kojih to nije moguće. Osnovni parametri PCF vlakna su veličina i pozicija šupljina, rastojanje centar-centar između šupljina (*pitch*), prečnik jezgra i broj prstenova sa šupljinama (*air-hole rings*). Još jedna prednost PCF vlakna u odnosu na konvencionalna

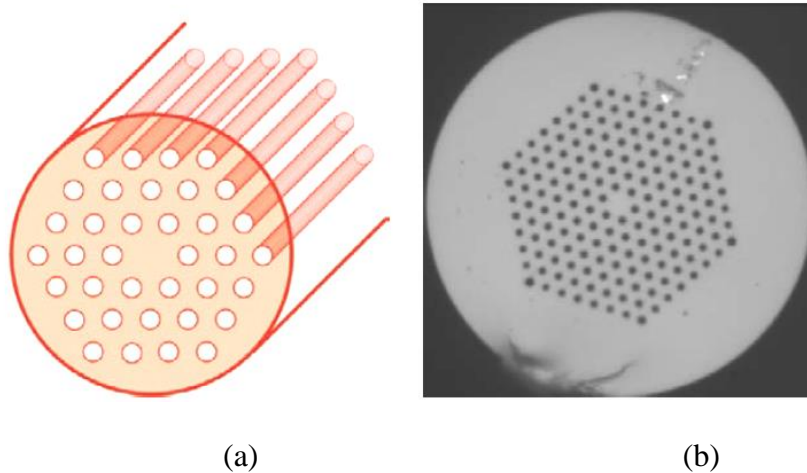
optička vlakna jeste da imaju manja unutrašnja slabljenja. Kod PCF vlakana razlika između indeksa prelamanja jezgra i omotača je mnogo veća nego kod konvencionalnih vlakana (najčešće 1-2%) i to se postiže promenom veličine prečnika šupljina. Pozicioniranje šupljina ispunjenih vazduhom u omotaču PCF vlakna utiče na svojstva vlakna kao što su visoka nelinearnost vlakna, velika oblast kojom se prostire mod vlakna, visoka numerička apertura, ravan disperzivni profil i postizanje nulte disperzije u disperzivnom profilu vlakna [7]. Sve ove navedene karakteristike PCF vlakana čine ih izuzetno pogodnim za kontrolisano generisanje superkontinuuuma.

#### 4.1. Vrste PCF vlakana

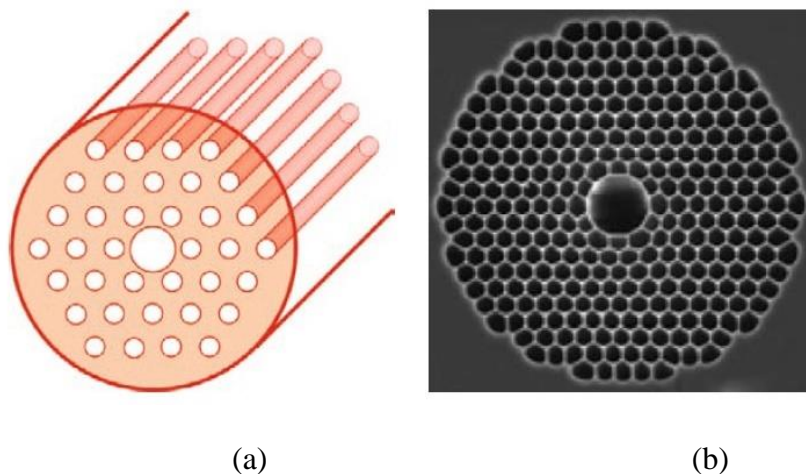
Na osnovu mehanizma provođenja svetlosti PCF vlakna dele se u dve kategorije, PCF vlakna vođena indeksom i PBGF (*Photonic Bandgap Fibre*). PCF vlakna vođena indeksom su vlakna kod kojih je jezgro sačinjeno od materijala (npr. silikatnog stakla) čiji je indeks prelamanja veći od indeksa prelamanja omotača. Dakle, kod ove vrste PCF vlakana jezgro nije šuplje, već je sačinjeno od materijala a oko njega se nalazi omotač sa rešetkom (sa šupljinama) ispunjenim vazduhom. Kod ovakvih PCF vlakna svetlost se prostire po principu totalne refleksije, koja se često naziva modifikovana unutrašnja totalna refleksija [22]. Međutim, iako je princip prostiranja svetlosti ovih vlakana i konvencionalnih sličan, PCF vlakna imaju drugačija svojstva. Na slici 4.1.1 prikazano je PCF vlakno vođeno indeksom koje se sastoji iz punog jezgra i omotača sa rešetkom sa šupljinama prečnika  $d$  i rastojanja između šupljina  $\Lambda$  kojim se provodi jedan svetlosni mod. Russell je objasnio monomodno prostiranje svetlosti ovakvim vlaknom na sledeći način: šupljine ispunjene vazduhom ponašaju se kao jake barijere i poistovećuju se sa žicom sita. Stoga se polje osnovnog moda koji se prostire jezgrom vlakna poistovećuje sa zrnom pirinča koje ne može proći kroz žičanu mrežu, s obzirom da su silikatni međuprostori između šupljina rešetke preuski. S druge strane, kada je u pitanju multimodna svetlost, ona može proći kroz rešetku. Sa porastom odnosa  $d/\Lambda$  modovi svetlosti bivaju zarobljeni. Stoga se pravilnim dizajnom i odabirom odnosa  $d/\Lambda < 0.4$  obezbeđuje da se samo monomodna svetlost prostire ovakvim PCF vlaknom [22].

U slučaju PBGF vlakna, svetlost je spregnuta unutar vlakna pomoću *bandgap* efekta. Omotač ovih vlakana sastoji se iz šupljina, kao što je slučaj kod vlakna vođenih indeksom. Međutim, za razliku od njih ova vlakna u sredini sadrže jezgro koje je šuplje, odnosno

ispunjeno vazduhom. Stoga je indeks prelamnja jezgra manji od indeksa prelamanja omotača. PBGF provode svetlost specifičnim mehanizmom koji omogućava da se svetlost određenih rezonantnih frekvencija prostire jezgrom koje je ispunjeno vazduhom [22] [27]. Na slici 4.1.2 prikazana je struktura ovog vlakna.



**SI.4.1.1** (a) Šematski prikaz PCF vlakna sa punim jezgrom i rešetkom sa šupljinama ispunjenim vazduhom, kojom se svetlost vodi na principu totalne unutrašnje refleksije; (b) Mikroskopska slika proizvedenog PCF vlakna sa karakteristikama navedenim pod (a). Slika je preuzeta iz [22].



**SI.4.1.2** (a) Šematski prikaz PCF vlakna sa šupljim jezgrom i rešetkom sa šupljinama ispunjenim vazduhom, koje provodi svetlost kroz jezgrom pomoću photonic bandgap efekta; (b) Mikroskopska slika proizvedenog PCF vlakna sa karakteristikama navedenim pod (a). Slika je preuzeta iz [22].

*Photonic bandgap* efekat na kom se bazira prostiranje svetlosti unutar PBGF vlakna funkcionira na sledeći način: ukoliko su frekvencije svetlosti unutar *bandgap* opsega svetlost se ne provodi omotačem, već se sva svetlost koncentriše u jezgro. Odnosno, svetlost se provodi jezgrom ukoliko su frekvencije iz određenog opsega rezonantnih frekvencija. *Photonic bandgap* potiče od periodične prirode dva dielektrika kada se formira frekvencijski opseg u okviru koga se fotoni ne mogu kretati kroz ovu strukturu [27]. Ovakva vlakna kod kojih se svetlost prostire kroz vazduh značila su manje gubitke, veću snagu signala, redukovane disperzivne i nelinearne efekte.

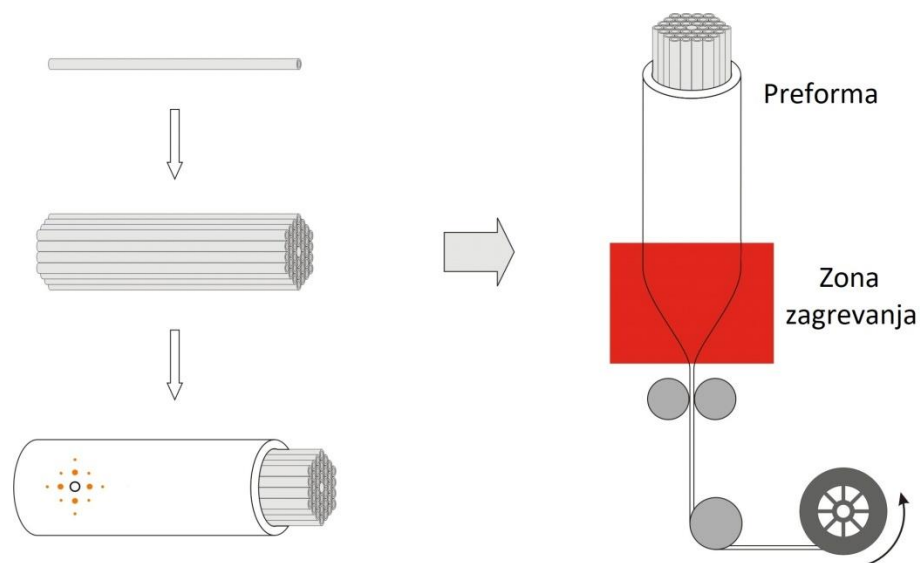
## 4.2. Proizvodnja PCF vlakna

Jedan od najznačajnijih aspekata u procesu dizajniranja i razvoja novih vlakana jeste njihova proizvodnja. Materijal od kog se izrađuju PCF vlakna je najčešće silicijum, zbog svoje viskoznosti koja se ne menja pod uticajem temperature, ekonomičnosti i zbog činjenice da su većina konvencionalnih vlakana proizvedena od ovog materijala pa su se analize PCF vlakana upoređivale sa konvencionalnim [3] [22]. Konvencionalna optička vlakna se najčešće proizvode formiranjem preforme i izvlačenjem preforme na visokim temperaturama. Preforma se sastoji od slojeva stakla različitog indeksa prelamanja. Metode za izradu konvencionalnih optičkih vlakana omogućavaju formiranje kružne simetrične preforme. Sa druge strane, proizvodnja konvencionalnih optičkih vlakana zahteva upotrebu materijala za izradu jezgra i omotača čiji je indeks prelamanja slične vrednosti (razlikuju se oko 1 %). PCF vlakna zahtevaju mnogo veću razliku između vrednosti indeksa prelamanja jezgra i omotača, čak 50 - 100 %. Stoga, tehnike kojima se proizvode konvencionalna optička vlakna nisu direktno primenjive u proizvodnji preforme PCF vlakana, čija struktura nije kružno simetrična [22].

Za razliku od proizvodnje standardnih optičkih vlakana za koje je najvažnija viskoznost materijala od koga se vlakno izrađuje, kod proizvodnje PCF vlakana pored viskoznosti bitnu ulogu ima i površinski napon. Tehnike koje se najčešće primenjuju u proizvodnji PCF vlakana su *stack-and-draw* i istiskivanje (*Extrusion*) [2] [7] [22]. Kada se PCF vlakna proizvode od silikatnog stakla koristi se prva tehnika *stack-and-draw*, dok se druga tehnika najčešće primenjuje za izradu PCF vlakana od mekog stakla i polimera. Tehnika *stack-and-draw* zasniiva se na formiranju preforme slaganjem velikog broja cevi silicijum dioksida u heksagonalni oblik, oko punog jezgra. Potom se preforma izvlači

standardnim tehnikama u vlakno putem posebnog tornja za izvlačenje optičkog vlakna. Na taj način se redukuje dužina vlakna a prečnik smanjuje sa reda 20 mm na 80-200  $\mu\text{m}$ . Ako se uporedi sa proizvodnjom standardnog tehničkog vlakna, temperatura na kojoj se vrši izvlačenje vlakna je niža i iznosi 1900  $^{\circ}\text{C}$  u odnosu na standardna vlakna kod kojih je temperatura 2100  $^{\circ}\text{C}$ . Niža temperatura je neophodna kako bi se održala mikrostruktura vlakna [22].

Sličnim postupkom može se izraditi PCF vlakno sa šupljim jezgrom, ako se pun štapić od silicijum dioksida ukloni iz sredine preforme. Tehnika *stack-and-draw* prikazana je na slici 4.2.1.



**Sl.4.2.1** Postupak proizvodnje PCF vlakna tehnikom *stack-and-draw*.

Tehnika istiskivanja (*Extrusion*) koja se koristi za proizvodnju PCF vlakana zasniva se na formiranju preforme izvlačenjem materijala selektivno, iz punog štapića stakla prečnika 1-2 cm. Preciznije, rastopljen štapić stakla provlači se kroz kalup koji sadrži odgovarajuću strukturu šupljina. Ova tehnika omogućava da se formiraju PCF vlakna od materijala kao što su kristali, složena stakla i polimeri. U drugoj fazi se vlakno izvlači preko tornja u nekoliko koraka. Najpre se spoljnji prečnik smanjuje za faktor reda 10, a zatim se provlači kroz staklenu cev čime se dalje dimenzija smanjuje za faktor veći od 100 [20].

### 4.3. Karakteristike PCF vlakana

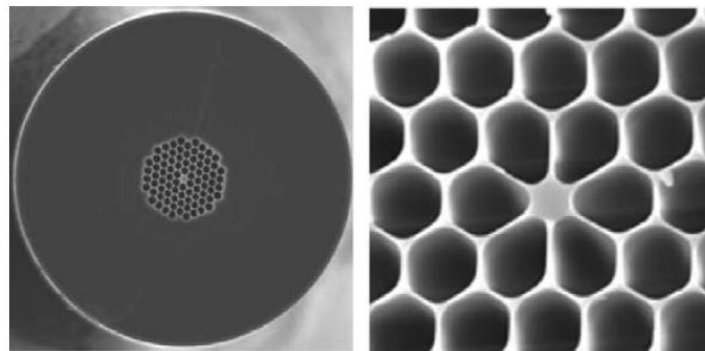
Različiti dizajn i varijacije u strukturi PCF vlakna daju širok spektar mogućnosti, kada su u pitanju disperzivne i nelinearne karakteristike vlakna, odnosno kontrolisanje razlike indeksa prelamanja jezgra i omotača. S obzirom da PCF vlakna poseduju bolje karakteristike u odnosu na konvencionalna optička vlakna, njihova primena je sve šira u različitim oblastima nauke i tehnologije. U ovom poglavlju biće dat uporedni pregled karakteristika PCF vlakna sa punim i PCF vlakna sa šupljim jezgrom, sa osvrtom na pogodnost njihove primene konkretno na proces generisanja superkontinuum.

PCF vlakna sa punim jezgrom, odnosno vlakna vođenja indeksom prelamanja, nude niz novih mogućnosti za primenu, zbog velike razlike indeksa prelamanja jezgra i omotača, male dimenzije jezgra, disperzije, broja vođenih modova, numeričke aperture i birefringencije [22]. Tendencija da se različite frekvencijske komponente svetlosti prostiru različitim brzinom kroz optičko vlakno, zbog čega dolazi do širenja signala, predstavlja kritičan faktor u dizajnu telekomunikacionih sistema. Dakle, disperzija signala vodi preklapanju impulsa koji predstavljaju susedne bitove, zbog čega može doći do greške prilikom detekcije signala u prijemniku. Kod konvencionalnih optičkih vlakna disperzivni profil je takav da je disperzija jednaka nuli na 1300 nm, zbog čega se u telekomunikacionim signalima vrši prenos na ovoj talasnoj dužini. S druge strane, kod PCF vlakana disperzija se može kontrolisati u smislu da se konstrukcijom PCF vlakna može odrediti talasna dužina na kojoj je disperzija jednaka nuli. Zbog velike razlike indeksa prelamanja jezgra i omotača kao i zbog fleksibilnosti u promeni veličine šupljina u omotaču i njihovog međusobnog rastojanja, može se postići različiti disperzivni profil, u odnosu na standardna optička vlakna. Ukoliko je na primer, veći prečnik šupljina, PCF jezgro je sve manje i izolovano u odnosu na ostatak strukture, kao što je prikazano na slici 4.3.1. Kod ovakvih PCF vlakana nulta disperzija je pomerena u oblasti vidljivog elektromagnetnog zračenja [22]. Suprotno tome, izuzetno ravan disperzivni profil u određenom opsegu talasnih dužina, postiže se ukoliko su šupljine malog prečnika.

Još jedna atraktivna karakteristika PCF vlakana sa punim jezgrom je što se povećavanjem dimenzija šupljina ili redukovanjem dimenzije jezgra može formirati velika razlika indeksa prelamanja jezgra i omotača, pa je svetlost strogo vođena jezgrom. Samim tim, nelinearni efekti su intenzivnije ispoljeni u ovakvom vlaknu, pa se ono naziva visoko nelinearno vlakno. Upravo ovakva visoko nelinearna vlakna kod kojih se disperzija može kontrolisati imaju veliku primenu u generisanju superkontinuum. Kao što je već pomenuto,



superkontinuum predstavlja intenzivno širenje spektra signala pod uticajem disperzivnih i nelinearnih efekata. Pritom, dokazano je da se najveće širenje spektra uočava kada je referentna talasna dužina signala u oblasti nulte disperzije vlakna. Nulta disperzija se kod PCF vlakana sa punim jezgrom može postići u opsegu 500 do 1500 nm, samo sa promenom  $d$  prečnika šupljina u omotaču i njihovog međusobnog rastojanja  $\Lambda$ . Izuzetno svojstvo ovih vlakna je što mogu imati dve nulte disperzije u svom disperzivnom profilu [20].



(a)

(b)

**Sl.4.3.1** Mikroskopska slika PCF vlakna sa punim jezgrom, malih dimenzija: (a) Presek PCF vlakna; (b) Zona oko jezgra PCF vlakna. Slika preuzeta iz [22].

Ukoliko je veličina jezgra velika, takva PCF vlakna vođena indeksom, nazivaju se LMA (*Large Mode Area*) vlakna. Primer takvog vlakna je na slici 4.1.1. prečnik jezgra se definiše kao  $d_{\text{jezgra}} = 2\Lambda - d$ , gde je  $d$  prečnik šupljina u omotaču a njihovo međusobno rastojanje  $\Lambda$ . Kada je  $d / \Lambda < 0.4$  ovakvo PCF vlakno je uvek monomodno na bilo kojoj talasnoj dužini. LMA PCF vlakna se koriste kada je potrebna velika snaga signala, s obzirom da su prag oštećenja vlakna i nelinearnosti drastično smanjena [22]. LMA PCF vlakna koriste se najviše u oblasti UV i vidljivog zračenja a primenjuju se za generisanje i prenos signala velike snage, optičke lasere i pojačivače, dajući mnogo bolje karakteristike nego standardna optička vlakna.

PCF vlakna sa šupljim jezgrom, odnosno *photonic bandgap* PCF vlakna, imaju veliki potencijal za različite primene s obzirom da imaju malu nelinearnost [28] i veliki prag oštećenja [29-31], zahvaljujući vođenju svetlosti jezgrom. Ova vlakna je moguće koristiti za prenos signala velikih snaga, jer su nelinearni efekti slabiji zbog vazduha u jezgru [20] [22].

Međutim, takva vlakna imaju velike gubitke zbog slabljenja signala, mnogo veće nego kod standardnih optičkih vlakna. Uže jezgro PCF vlakna ima veća slabljenja ali i dalje postoji primena ovih vlakana u kompresiji impulsa, zbog njihovih disperzivnih karakteristika. PCF vlakna sa šupljim jezgrom mogu ipak postati visoko nelinearna ukoliko se šuplje jezgro ispuni tečnošću ili gasom [20].

#### **4.4. PCF vlakna za generisanje superkontinuum**

U ovom poglavlju biće sumirane karakteristike PCF vlakana, izloženih u prethodnom poglavlju, na osnovu kojih se može zaključiti koji je tip PCF vlakna pogodan za generisanje superkontinuum i koje će PCF vlakno biti korišćeno kao medijum za simulacije i istraživanje prikazano u disertaciji.

Značajan napredak u istraživanju generisanja superkontinuum nastao je upravo sa izučavanjem ovog procesa unutar visoko nelinearnog PCF vlakna punog jezgra. Kao što se iz prethodnog poglavlja može zaključiti, PCF vlakna daju mnogo mogućnosti za kontrolisano generisanje disperzivnih i nelinearnih efekata unutar samog vlakna. Preciznim dizajnom, u smislu formiranja omotača vlakna ispunjenog šupljinama, prečnikom šupljina i međusobnim rastojanjem šupljina može se značajno uticati na disperzivne i nelinearne karakteristike vlakna. PCF vlakna sa punim jezgrom mogu imati nultu disperziju na različitim talasnim dužinama zavisno od njihovog dizajna. Takođe, kod ovih vlakana mali prečnik jezgra određuje visoku nelinearnost vlakna. Nelinearnost PCF vlakna je i do sto puta izraženija nego kod standardnih optičkih vlakana, zbog čega su i nelinearni efekti u vlaknu pojačani. Može se reći da su ove dve karakteristike PCF vlakna sa punim jezgrom ključne za njihovu primenu u oblasti nelinearne optike, posebno kada je reč o generisanju superkontinuum. Visoka nelinearnost vlakna utiče na intenzivnije nelinearne efekte koji značajno doprinose širenju spektra signala, pritom zahtevajući manju snagu signala za generisanje superkontinuum. Zapravo, generisanje superkontinuum u standardnim optičkim vlaknima zahteva signale skoro duplo veće inicijalne vršne snage, nego što je to slučaj sa PCF vlaknima [12]. Bitno je naglasiti i to da je u standardnim optičkim vlaknima širenje spektra superkontinuum uglavnom posledica samofazne modulacije, rezultujući spektar je simetričan oko talasne dužine pumpajućeg signala i ravniji u odnosu na spektar generisan PCF vlaknom. Spektar generisanog superkontinuum u PCF vlaknu je kompleksnijeg oblika i rezultat je mnogo većeg broja nelinearnih efekata kao što su SPM, XPM, FWM, Raman- ovo rasejanje,

generisanje disperzivnih talasa, formiranje solitona višeg reda itd. [34]. Šta više, veliki broj procesa uključenih u generisanje superkontinuumu u PCF vlaknu uključuje dodatan šum i osetljivost na male amplitudske fluktuacije incidentnog signala [22] [34]. S druge strane dokazano je da je kontrola disperzije ključna u procesu generisanja superkontinuumu i njegove dinamike [2] [3] [20] [22] [32] [33].

PCF vlakna sa šupljim jezgrom pokazuju drugačije karakteristike, suprotne PCF vlaknima sa punim jezgrom, zbog čega se u generisanju superkontinuumu najčešće koriste PCF vlakna sa punim jezgrom [33].

U disertaciji će biti predstavljene simulacije generisanja superkontinuumu kroz PCF vlakna sa punim jezgrom, različite mikrostrukture, u skladu sa potencijalnom primenom u domenu optičkih telekomunikacija.

## 5. GENERISANJE SUPERKONTINUUMA U FOTONIČNIM KRISTALNIM VLAKNIMA

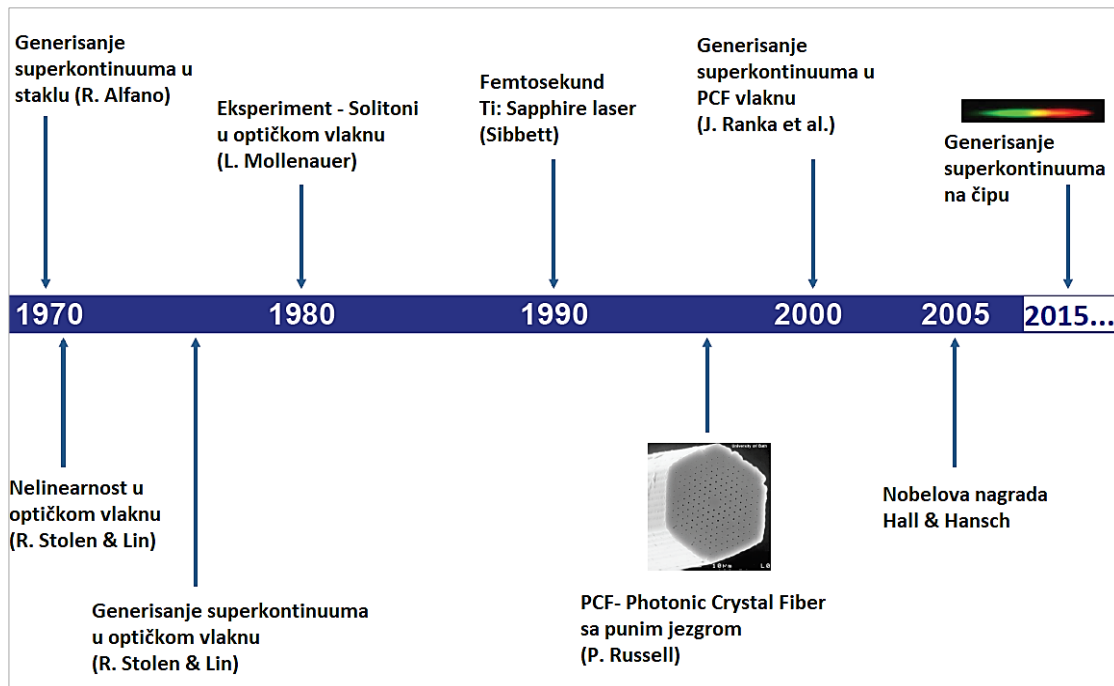
### 5.1. Uvod

Osnovna karakteristika generisanja superkontinuumu je intenzivno širenje spektra signala i formiranje novih frekvencijskih komponenti. Proces generisanja superkontinuumu SC (*Supercontinuum*) nastaje kada se na ulazu u optičko vlakno dovede impuls uskog spektra i usled interakcije nelinearnih i linearnih efekata unutar vlakna, odnosno usled interakcije signala i medijuma, dolazi do ekstremnog širenja spektra signala. Ovaj fenomen izučava se još od 1970. godine kada je otkriven od strane naučnika Alfano i Shapiro [1] [35] u silikatnom staklu (*bulk BK7 glass*). Postoje brojna kako numerička tako i eksperimentalna istraživanja, koja se bave izučavanjem ovog fenomena u različitim medijumima, poput organskih i neorganskih tečnosti, gasova i različitih tipova talasovoda, kao što su na primer optička vlakna.

Superkontinuum je našao primenu u velikom broju različitih oblasti, kao što su spektroskopija, metrologija, kompresija impulsa, dizajn femtosekund lasera, bio-medicinska optika itd.

Na slici 5.1 data je vremenska linija od prvog pronalaska superkontinuumu do najnovijih istraživanja. Prva istraživanja superkontinuumu bila su u tkz. *bulk* staklu. Nakon inicijalnog eksperimenta 1970. Alfano-a i Shapiro-a kada je uočeno širenje spektra signala od 400 do 700 nm prilikom propagacije pikosekund impulsa na talasnoj dužini 530 nm u BK7 staklu, usledila su brojna istraživanja. Iako je pre ovog eksperimenta već bilo uočeno širenje spektra 1963. od strane naučnika Stoicheff, kada je primenjena prva inverzna Ramanova spektroskopija [36] [37] i širenje spektra usled SPM [38], eksperiment Alfano-a i Shapiro-a smatra se prvim generisanjem superkontinuumu jer je postignuto najintenzivnije širenje spektra do tada viđeno, čak do deset puta veće nego u prethodnim eksperimentima [36-38]. Međutim, interesantno je da Alfano i Shapiro u svom radu nisu pisali o tome, već o pojavi FWM, dok je pojam *supercontinuum* uveden kasnije [39] [70]. Gaeta je 2000. dao objašnjenje procesa superkontinuumu u silikatnom staklu, kroz nelinearne efekte. Prihvaćeno je da je superkontinuum bele svetlosti u silikatnom staklu posledica formiranja optičkog šoka zbog fokusiranja impulsa u vremenu i prostoru kao i samoposttrmljivanja impulsa. Generalno,

generisanje superkontinuumu u ovoj vrsti medijuma predstavlja izuzetno kompleksan proces koji uključuje prostorno-vremenske efekte [13]. Generisanje superkontinuumu u optičkim vlaknima u potpunosti uključuje dinamiku i efekte u vremenskom domenu. Generisanje superkontinuumu u silikatnom staklu ima određena ograničenja kao što su preslušavanje, difrakcija, jaka disperzija, širenje spektra ograničeno na uzak opseg i velika energija za inicijaciju samog procesa.



**Sl.5.1** Vremenski prikaz razvoja superkontinuumu i nelinearnih efekata.

Prvi eksperimenti generisanja superkontinuumu u optičkom vlaknu sprovedeni su injektovanjem signala velike snage, u vidljivom delu spektra, kroz standardno silikatno optičko vlakno sa ZDW oko 1300 nm. Generisanje superkontinuumu u optičkom vlaknu demonstrirano je konkretno pomoću 10 ns impulsa u optičkom vlaknu dužine 20 m u normalnom disperzivnom režimu od strane naučnika Lin i Stolen, 1976. godine [41]. Vršna snaga signala bila je 1 kW a generisani spektar širine oko 180 nm, koji je bio posledica kaskadnog stimulisano Raman-ovog rasejanja i SPM. 1987. je eksperimentalno dobijen spektar superkontinuumu širi za još 50 nm, pomoću impulsa 25 ps na talasnoj dužini 532 nm unutar multimodnog vlakna dužine 15 m [42]. U ovom eksperimentu pokazano je da je širenje spektra povećano zahvaljujući kombinaciji više nelinearnih efekata, kao što su samofazna modulacija (SPM), međufazna modulacija (XPM), mešanje četiri talasa (FWM) i stimulisano Raman-ovo rasejanje. Eksperiment u monomodnom vlaknu 1987. dao je kao

rezultat spektra širine oko 200 nm na izlazu vlakna dužine 1 km, sa ulaznim impulsom od 830 fs i vršnom snagom 530 W [43]. Slični rezultati dobijeni su kasnije za duže impulse [44] [45]. U normalnom disperzivnom režimu bilo je uočeno širenje spektra usled SPM i Raman-ovog efekta. Međutim, u slučaju anomalnog disperzivnog režima širenje spektra bilo je posledica dinamike solitona. Prostiranje solitona u anomalnom disperzivnom režimu najpre je teorijski objašnjeno preko NLSE jednačine 1973. [46]. Dok je to i eksperimentalno potvrđeno 1980. radom Mollenauer-a [47]. U procesu generisanja superkontinuuuma od velikog je značaja razumeti i osetljivost solitona na perturbacije, kao što je stimulirano Raman-ovo rasejanje, koje vodi ka kontinualnom pomeranju frekvencija spektra ka opsegu nižih frekvencija (*soliton self-frequency shift*) [48] [49]. Potom je numerički izučavano prostiranje solitona optičkim vlaknom na talasnoj dužini bliskoj ZDW (*Zero Dispersion Wavelength*) [50] i efekti disperzije trećeg reda na stabilnost solitona. Dobijeni rezultati ukazivali su na značajnu razliku u slučaju kada je izučavana stabilnost osnovnog i stabilnost solitona višeg reda u prisustvu ovih perturbacija. U slučaju perturbacije osnovnog solitona disperzijom višeg reda dolazi do transfera energije sa solitona na disperzivnu podlogu, odnosno formira se disperzivni talas u normalnom disperzivnom režimu. U suprotnom, ukoliko je reč o solitonu višeg reda, posledica perturbacije je cepanje solitona višeg reda na veći broj osnovnih solitona. Ovaj proces je u literaturi poznat kao fisija solitona [13]. Pokazano je da ovaj proces ima dominantnu ulogu u širenju spektra superkontinuuuma u anomalnom disperzivnom režimu. Numeričkim simulacijama pokazano je da se generisnaje superkontinuuuma u anomalnom disperzivnom režimu odvija u tri faze: (1) inicijalno širenje spektra i kompresija impulsa u vremenskom domenu, (2) fisija solitona višeg reda na veći broj osnovnih solitona, (3) kontinualno prostiranje ovih solitona. Treća faza povezana je sa kontinualnim pomeranjem spektra ka dužim talasnim dužinama kroz Raman soliton SFS (*Self-frequency Shift*) efekta i sa generisanjem disperzivnih talasa u oblasti kraćih talasnih dužina [13]. Fisija solitona je interpretirana kao proces modulacione nestabilnosti usled perturbacije amplitude ulaznog impulsa [51] [52] [53].

Mogućnost generisanja širokog spektra superkontinuuuma oko referentne talasne dužine od 1300 nm i 1550 nm, dovela je do otvaranja novog poglavlja u primeni superkontinuuuma, kao višetalasnog izvora za WDM prenos [54] [55]. Superkontinuum u monomodnim optičkim vlaknima primenjen je za generisanje niza impulsa na različitim talasnim dužinama istovremeno, pomoću ulaznog pikosekund niza impulsa na talasnoj dužini blizu 1550 nm [54] [56] [57] [58]. U eksperimentu [56] impulsi širine 6 ps, sa RR (*Repetition*

Rate) 6.3 GHz i vršnom snagom 3.8 W na 1553 nm talasne dužine prostiru se optičkim vlaknom dužine 4.9 km u anomalnom disperzivnom režimu. Širina generisanog spektra superkontinuumu je 40 nm, dovoljna da se filtriranjem dobiju 40 kanala za WDM. Potom je u eksperimentu [57] 1995. generisan spektar širine 200 nm, odnosno dobijeno je 200 WDM kanala. Prenos podataka bitskom brzinom 1.4 Tb/s pomoću SC izvora za sedam WDM kanala sa međusobnim rastojanjem od 600-GHz demonstriran je eksperimentalno 1997. godine [58].

Većina istraživanja generisanja superkontinuumu u standardnim optičkim vlaknima fokusirana je na injektovanje ultra kratkih impulsa u vlakno. Generisanje superkontinuumu injektovanjem dugih impulsa ili signala konstantne amplitude CW (*Continuous Wave*) i objašnjenje procesa odgovornih za širenje spektra i dalje su tema aktivnog istraživanja [13]. Značajan je rad [59] u kome je objašnjena veza između dinamike solitona, modulacione nestabilnosti i Raman-ovog rasejanja prilikom injektovanja CW signala u anomalnom disperzivnom režimu.

Prvo generisanje superkontinuumu u fotoničnim kristalnim vlaknima PCF (*Photonic Crystal Fibers*) objavljeno je od strane naučnika J. Ranka i njegovih kolega 1999. [60] i 2000. [61]. Koristili su inicijalni impuls od 100 fs Ti: sapphire lasera sa referentnom talasnom dužinom 770 nm, za generisanje superkontinuumu u PCF vlaknu sa punim jezgrom i izlaznim spektrom od 390 nm do 1600 nm. Pritom, ključnu ulogu u generisanju superkontinuumu i širenju spektra imali su proces fisije solitona, generisanje disperzivnih talasa, FWM i soliton SFS, što je kasnije potvrđeno u većem broju radova [62-66]. Generisanje superkontinuumu u PCF vlaknima predstavlja prekretnicu u ovoj oblasti, pre svega zbog mogućnosti modelovanja mikrostrukture vlakna a samim tim i njihovih disperzivnih i nelinearnih karakteristika. Mogućnost dizajniranja karakteristika PCF vlakana stvorila je priliku za istraživanje ovog procesa koristeći široki opseg parametara izvora, što je bilo nemoguće u silikatnom staklu ili standardnim optičkim vlaknima. Upotreba PCF vlakna otvorila je brojne mogućnosti za istraživanje generisanja superkontinuumu, njegove prirode, dinamike samog procesa i potencijalne primene. Samo nekoliko godina nakon prvog eksperimenta, generisanje superkontinuumu u PCF vlaknu istraživano je sa različitim širinom ulaznog impulsa: pikosekund impulsi u opsegu 100 ps – 1 ns [66-72], nanosekund impulsi [73-76] i CW signali [77-79]. Veliki broj istraživanja sproveden je u cilju poređenja numeričkih i eksperimentalnih rezultata generisanja superkontinuumu, kako u femtosekund tako i u pikosekund režimu. Rezultat ovih intenzivnih istraživanja je objašnjenje fizike procesa generisanja superkontinuumu do 2002. godine. Pokazano je da je širenje spektra signala u procesu generisanja superkontinuumu u PCF vlaknima najintenzivnijeu anomalnom disperzivnom režimu i fizika procesa superkontinuumu je identična onoj u standardnim

optičkim vlaknima, odnosno zasniva se na fisiji solitona, Raman SFS efektu i generisanju disperzivnih talasa [13]. Istraživanja su nastavljena u pravcu ispitivanja stabilnosti generisanog superkontinuumu. U prvim istraživanjima pokazano je da postoje značajne fluktuacije u vremenskom i spektralnom domenu generisanog superkontinuumu [80-82]. Stabilnost generisanog superkontinuumu je od velikog značaja kada su u pitanju primene koje zahtevaju veliku preciznost, kao što je optička frekvencijska metrologija ili višetalasni optički izvori za WDM, koji zahtevaju veliku koherentnost superkontinuumu, sa ograničenim varijacijama u vremenskom obliku signala. U radovima Dudley-a i Coen-a [83] i Gaeta-e [84] 2002. pokazano je da je spektar superkontinuumu ekstremno osetljiv na šum ulaznog impulsa, što dovodi do fluktuacija u spektru generisanog superkontinuumu i narušava njegovu koherentnost.

Većina istraživanja usmerena je na numeričko i eksperimentalno izučavanje svojstava generisanog superkontinuumu unutar PCF vlakna sa punim jezgrom. Ovakva vlakna su se pokazala pogodnijim za generisanje superkontinuumu od PCF vlakna sa šupljim jezgrom, zbog visoke nelineranosti i mogućnosti podešavanja ZDW dizajniranjem specifične mikrostrukture vlakna.

Generalno, dinamika generisanja superkontinuumu u PCF vlaknima sa punim jezgrom može se grubo podeliti u četiri kateogrije, u zavisnosti od karakteristika ulaznog impulsa [85]. Najpre možemo razmatrati generisanje superkontinuumu u normalnom ili anomalnom disperzivnom režimu. Druga podela bi bila u zavisnosti od trajanja odnosno, širine ulaznog impulsa, na kratke i duge ulazne impulse. U ovom kontekstu, kratak impuls podrazumeva da je impuls kraći od pikosekund, a duži da je njegovo trajanje u opsegu od pikosekunde do nanosekunde, pa čak i CW. Ovakva podela režima generisanja superkontinuumu data je u tabeli 5.1. Ukoliko razmatramo anomalni disperzivni režim i kratke ulazne impulse, širenje spektra superkontinuumu posledica je dinamike solitona. Odnosno, ukoliko je u pitanju soliton  $N$ -tog reda, najpre dolazi do inicijalne kompresije signala u vremenskom domenu i inicijalnog širenja spektra. Potom, perturbacije, kao što su disperzija višeg reda i stimulisano Raman-ovo rasejanje, dovode do fisije solitona, odnosno do cepanja solitona višeg reda na  $N$  osnovnih solitona. Do dodatnog širenje spektra dolazi potom usled generisanja disperzivnih talasa usled perturbacije solitona disperzijom višeg reda. Kako se solitoni prostiru vlaknom, uočava se njihovo pomeranje ka većim talasnim dužinama usled Raman-ovog soliton SFS efekta. Širina spektra se dodatno može povećati usled XPM generisanih Raman-ovih solitona i disperzivnih talasa. Upravo je ovaj režim najznačajniji u smislu najvećeg širenja spektra signala u procesu generisanja



superkontinuma i najintenzivniji je kada je referentna talasna dužina ulaznog signala približno jednaka ZDW.

Ukoliko govorimo o anomalnom disperzivnom režimu i ulaznom impulsu veće dužine, dominantan efekat u procesu generisanja superkontinuumata je modulaciona nestabilnost, koja se u vremenskom domenu ispoljava deljenjem ulaznog impulsa na niz podimpulsa, a u spektralnom generisanjem novih frekvencijskih komponenti usled FWM efekta. Nakon toga se širenje spektra nastavlja na isti način kao i kod osnovnih solitona.

U normalnim disperzivnom režimu, za kratke ulazne impulse, dominantan efekat širenja spektra je međusobni uticaj SPM i normalne disperzije vlakna. Ovaj proces vodi ka značajnom širenju signala u vremenu a samim tim i do smanjenja vršne snage impulsa, pa se nelinearni efekti javljaju samo na prvih par cm dužine vlakna. Međutim, ako je ulazni impuls blizu anomalnog režima, spektralne komponente se nakon inicijalnog širenja spektra mogu transferovati u anomalnu oblast disperzije. Nakon čega je inicijalno širenje spektra pod uticajem dinamike solitona.

**Tabela 5.1.** Glavni procesi koji utiču na generisanje superkontinuumata kada se na ulazu vlakna dovodi kraći ili duži impuls, u normalnom ( $GVD > 0$ ) i anomalnom ( $GVD < 0$ ) disperzivnom režimu

<b>GVD (disperzivni režim)</b>	<b>Ulazni impuls</b>	<b>Procesi odgovorni za generisanje SC</b>
Anomalni	kratki	Dinamika solitona, disperzivni talasi
Anomalni	dugi	Modulaciona nestabilnost, dinamika solitona
Normalni	kratki	SPM, dinamika solitona
Normalni	dugi	FWM, Raman-ovo rasejanje, dinamika solitona

Generisanje superkontinuumata sa dužim impulsima i CW u normalnom disperzivnom režimu posledica je FWM i Raman-ovog rasejanja. Ukoliko je referentna talasna dužina signala bliska ZDW FWM je dominantan efekat i ukoliko generisani spektar obuhvata ZDW, opet dinamika solitona može doprineti dodatnom širenju spektra.

Cilj disertacije je izučavanje karakteristika generisanja superkontinuumata u optičkim telekomunikacionim prozorima sa referentnim talasnim dužinama od 835 nm, 1300 nm i 1550 nm. Medijum za istraživanje generisanja superkontinuumata koji će biti korišćen je PCF

vlakno sa punim jezgrom. Biće razmatrana dinamika superkontinuumu i širenje spektra u zavisnosti od rastojanja u PCF vlaknu. Takođe, u daljem delu disertacije biće prikazane simulacije superkontinuumu za različite tipove ulaznog impulsa, različite vršne snage i čirpa.

Drugi deo disertacije biće baziran na istraživanju superkontinuumu pogodnog za primenu u optičkim telekomunikacijama, kao što je višetlasni izvor u WDM sistemima.

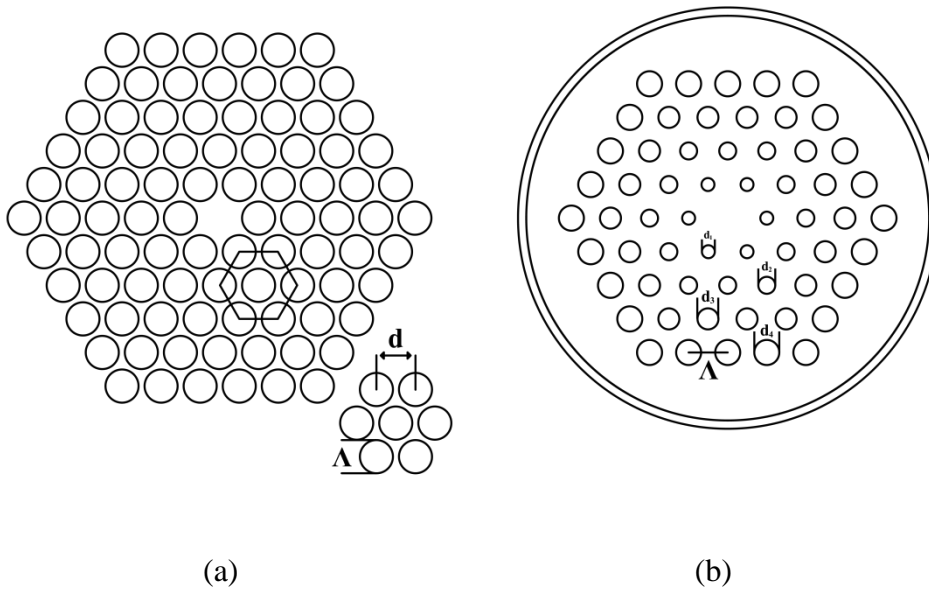
## 5.2. Uporedna analiza karakteristika superkontinuumu u tri optička prozora

Kao što je u prethodnim poglavljima diskutovano, za generisanje superkontinuumu od ključnog je značaja disperzivni režim, odnosno karakteristike i mikrostruktura samog PCF vlakna. U ovom poglavlju biće razmatrano generisanje superkontinuumu u PCF vlaknu sa punim jezgrom, sa nultom hromatskom disperzijom (ZDW), odnosno ravnom hromatskom disperzijom približno jednakoj nuli. Pritom, biće korišćena dva različita PCF vlakna, koja se mogu proizvesti sa trenutno dostupnim tehnikama proizvodnje vlakana.

SiO<sub>2</sub>PCF vlakno [60] za generisanje superkontinuumu u prvom optičkom prozoru, na 835 nm šematski je prikazano na slici 5.2.1 (a). PCF vlakno je heksagonalnog oblika i sastoji se od pet prstena šupljina ispunjenih vazduhom. U sredini vlakna je puno jezgro i prenos signala se odvija po principu totalne refleksije, slično standardnim optičkim vlaknima. Prečnik šupljina je  $d$ , a međusobno rastojanje između šupljina je  $A$ . Konkretno, vlakno koje je korišćeno u istraživanju je sledećih dimenzija:  $d = 1.4 \mu\text{m}$  and  $A = 1.6 \mu\text{m}$ . Talasna dužina nulte disperzije (ZDW) ovog vlakna je oko 780 nm.

Na slici 5.2.1 (b) prikazana je struktura drugog PCF vlakna koje se koristi za istraživanje generisanja superkontinuumu i njegovih karakteristika u drugom i trećem optičkom prozoru. Ovo vlakno je takođe SiO<sub>2</sub> PCF vlakno sa punim jezgrom [86], ali drugačije mikrostrukture u odnosu na vlakno koje se koristi za simulacije u prvom optičkom prozoru. Ovo PCF vlakno se sastoji iz četiri prstena šupljina heksagonalne strukture, sledećih dimenzija:  $A = 1.618$ ,  $d_1 = 0.5 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0.6815 \mu\text{m}$ , i  $d_3 = d_4 = 1.0 \mu\text{m}$ . PCF vlakno prikazano na slici 5.2.1 (b) dizajnirano je tako da ima ultra-ravnu hromatsku disperziju u opsegu od 1292 nm do 1555 nm i iznosi  $0 \pm 0.06138 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ . Oba PCF vlakna imaju malu efektivnu površinu jezgra. Vlakno prikazano na slici 5.2.1 (a) ima efektivnu površinu jezgra  $A_{\text{eff}} = 3.367 \mu\text{m}^2$ , dok PCF vlakno na slici 5.2.1 (b) u opsegu talasnih dužina od 1292 nm do 1555

nm ima efektivnu površinu jezgra u opsegu  $A_{eff}$  6.8 do 9.2  $\mu\text{m}^2$ . Disperzivni i nelinearni parametri PCF vlakna, prikazanih na slici 5.2.1 dati su u tabeli 5.2.



**SI.5.2.1** *Struktura PCF vlakana: (a) referentna talasna dužina izvora 835 nm; (b) referentna talasna dužina izvora 1300 nm i 1550 nm.*

**Tabela 5.2.** *Disperzivni koeficijenti od drugog do četvrtog reda kao i nelinearni koeficijent PCF vlakana prikazanih na slici 5.2.1. za različite vrednosti talasne dužine signala*

<b>Ref. talasna dužina</b>	<b><math>\beta</math> disperzivni koeficijenti</b>	<b><math>\gamma</math> parametar nelinearnosti</b>
835 nm	$\beta_2 = -11.8300 \text{ ps}^2\text{km}^{-1}$ $\beta_3 = 8.1038 \times 10^{-2} \text{ ps}^3\text{km}^{-1}$ $\beta_4 = -9.5205 \times 10^{-5} \text{ ps}^4\text{km}^{-1}$	0.11 $\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$
1300 nm	$\beta_2 = 0.05336 \text{ ps}^2\text{km}^{-1}$ $\beta_3 = 0.0041 \text{ ps}^3\text{km}^{-1}$ $\beta_4 = 6.632 \times 10^{-5} \text{ ps}^4\text{km}^{-1}$	21.11 $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$
1550 nm	$\beta_2 = -0.0206 \text{ ps}^2\text{km}^{-1}$ $\beta_3 = 0.00535 \text{ ps}^3\text{km}^{-1}$ $\beta_4 = -1.55 \times 10^{-4} \text{ ps}^4\text{km}^{-1}$	13.89 $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$

Prostiranje optičkog impulsa kroz PCF vlakno modeluje se NLSE jednačinom sledećeg oblika:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} A(z, T) = & -\frac{\alpha}{2} A(z, T) + \sum_{m \geq 2} \beta_m \frac{j^{m+1}}{m!} \frac{\partial^m}{\partial T^m} A(z, T) \\ & + j\gamma \left( 1 + \frac{j}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \end{aligned} \quad (5.2.1)$$

gde je  $A(z, T)$  anvelopa optičkog impulsa,  $\alpha$  je konstanta slabljenja,  $\gamma$  nelinearni koeficijent i  $\beta_m$  ( $m=1, 4$ ) koeficijenti disperzije definisani su Taylor-ovim redom jednačinom (2.1.2.4).

Ramanova funkcija odziva opisana je sledećim izrazom:

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (5.2.2)$$

gde je  $\delta(t)$  Dirac-ova delta funkcija a  $f_R$  predstavlja doprinos Ramanovog odziva nelinearnoj polarizaciji, dok je Ramanova funkcija odziva  $h_R$  odgovorna za Ramanovo pojačanje. U literaturi se najčešće Ramanova funkcija odziva opisuje sledećim analitičkim izrazom:

$$h_R = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1^2 \tau_2^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \theta(t) \quad (5.2.3)$$

pri čemu je  $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$  i  $\tau_2 = 32 \text{ fs}$  za optičko vlakno korišćeno u simulacijama.  $\theta(t)$  je Heaviside-ova step funkcija [3].

U simulacijama su korišćeni impulsi sledećeg oblika:

- Gauss-ov impuls

$$A(z, T) = A_0 \exp\left[-\frac{T^2}{2T_0^2}\right] \quad (5.2.4)$$

- Super-Gauss-ov impuls

$$A(z, T) = A_0 \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right] \quad (5.2.5)$$

- Cosh-Gauss-ov impuls

$$A(z, T) = A_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right] \cosh(\omega T) \quad (5.2.6)$$

gde  $\omega$  predstavlja *cosh* faktor.

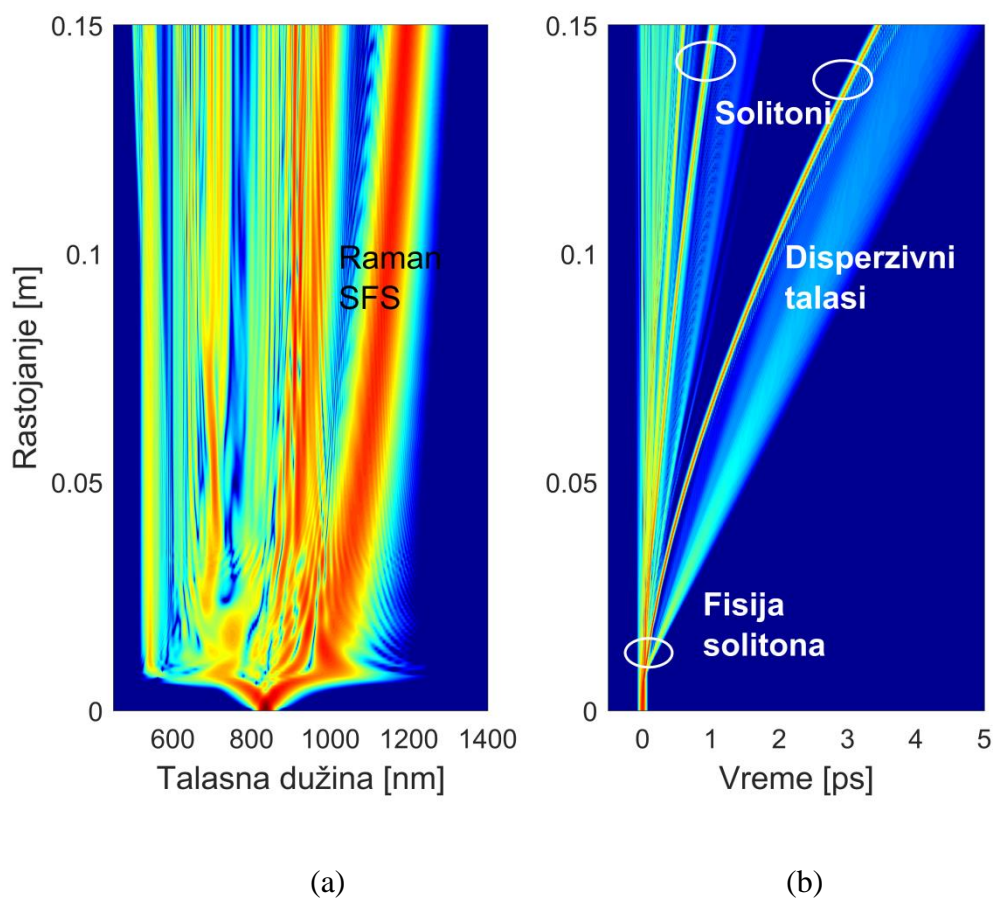
GNLSE jednačina rešava se split-step Fourier-ovim metodom, opisanim u poglavlju 3. Uključuju se efekti disperzije višeg reda i Raman-ovog rasejanja, a slabljenje vlakna se zanemaruje.

### 5.2.1. Uticaj oblika i snage ulaznog impulsa

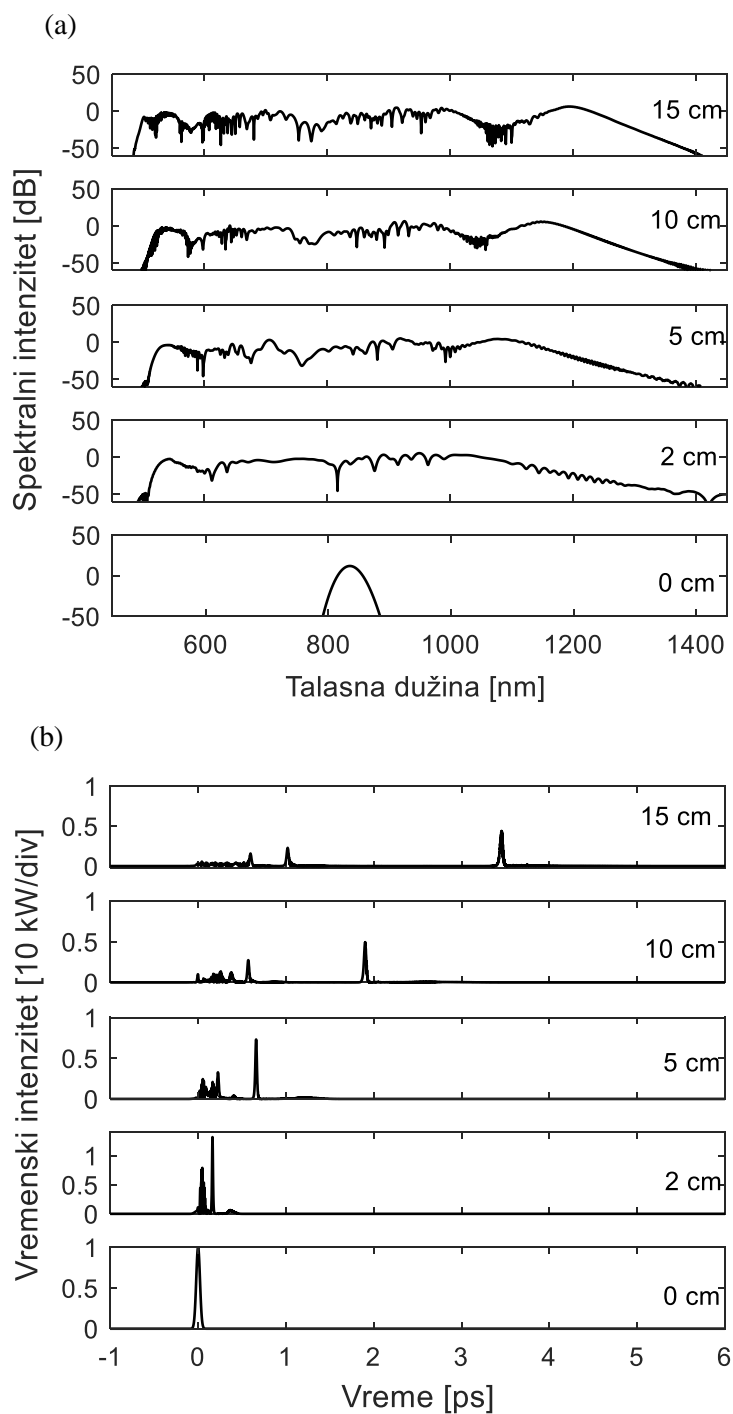
Primenom Split-step Fourier-ovog metoda za rešavanje generalizovane nelinearne Schrödinger-ove jednačine, kao što je opisano u poglavlju 3, numerički je simulirano generisanje superkontinuumu u optičkim PCF vlaknima, sa parametrima datim u poglavlju 5.2. Razmatra se generisanje superkontinuumu u PCF vlaknu dužine 15 cm, pri čemu se na ulaz vlakna dovodi impuls oblika Gauss, super-Gauss ili cosh-Gauss. Prilikom simulacije generisanja superkontinuumu u prvom optičkom prozoru koristi se PCF vlakno prikazano na slici 5.2.1 (a) i inicijalni signal je referentne talasne dužine 835 nm. Karakteristike dobijenog superkontinuumu upoređuju se sa karakteristikama superkontinuumu u drugom i trećem optičkom prozoru, generisanog u PCF vlaknu prikazanom na slici 5.2.1 (b), sa referentnim talasnim dužinama od 1300 nm i 1550 nm. Širina impulsa je 30 fs a vršna snaga 10 kW.

Dinamika generisanja superkontinuumu u tri optička prozora biće najpre razmatrana za Gauss oblik ulaznog impulsa u PCF vlaknu dužine 15 cm. Na slici 5.2.1.1 prikazan je vremenski i spektralni oblik generisanog superkontinuumu, odnosno vremenski i spektralni intenzitet, duž optičkog vlakna. Može se uočiti intenzivno širenje spektra na izlazu vlakna u opsegu od 500 do 1200 nm. Spektar na izlazu vlakna je približno 700 nm širi od spektra signala na ulazu vlakna. Ovakav prikaz superkontinuumu pogodan je za analizu njegove strukture i procesa odgovornih za širenje spektra. S obzirom da je u pitanju anomalni disperzivni režim i na ulazu vlakna je doveden kratak impuls, dominantni efekti u procesu generisanja superkontinuumu su proces fisije solitona i Raman SFS efekat. Odnosno, najpre dolazi do inicijalne kompresije signala u vremenskom domenu i inicijalnog širenja spektra.

Potom, perturbacije, kao što su disperzija višeg reda i stimulirano Raman-ovo rasejanje, dovode do fisije solitona, odnosno do cepanja solitona višeg reda na  $N$  osnovnih solitona. Zatim se usled perturbacije solitona disperzijom višeg reda generišu disperzivni talasi. Kako se solitoni prostiru vlaknom, uočava se njihovo pomeranje ka većim talasnim dužinama usled Raman-ovog soliton SFS efekta. Navedeni efekti označeni su na slici 5.2.1.1. Na slici 5.2.1.2 prikazan je spektar i vremenski oblik superkontinuuuma na različitom rastojanju u vlaknu. Sa povećanjem rastojanja dolazi do širenja spektra superkontinuuuma, dok se u vremenskom domenu jasno uočava kompresija inicijalnog impulsa a potom i njegovo deljenje na veći broj solitona.



**SI.5.2.1.1** *Numerička simulacija generisanja superkontinuuuma u prvom optičkom prozoru:*  
 (a) spektralni i (b) vremenski intenzitet signala u logaritamskoj skali. Ulazni impuls je Gauss-ov impuls na referentnoj talasnoj dužini 835 nm, vršne snage 10 kW i trajanja 30 fs.  
 Parametri PCF vlakna u kome je generisan superkontinuum dati su u tabeli 5.2.

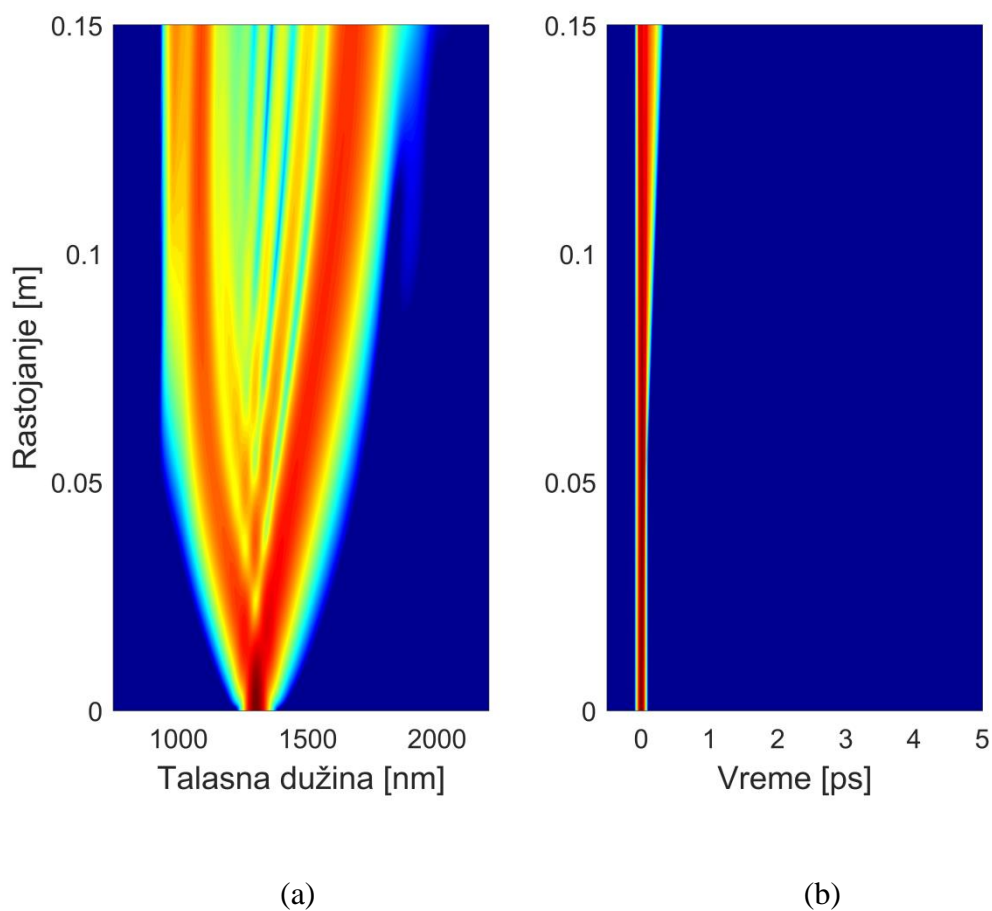


**Sl.5.2.1.2** *Numerička simulacija generisanja superkontinuumu u prvom optičkom prozoru sa Gauss-ovim impulsom trajanja 30 fs, vršne snage 10 kW: (a) spektar generisanog superkontinuumu na različitom rastojanju u PCF vlaknu; (b) vremenski intenzitet signala na različitom rastojanju u vlaknu. Razmatrana je dinamika superkontinuumu na rastojanjima u PCF vlaknu od 0, 2, 5, 10 i 15 cm, sukcesivno.*

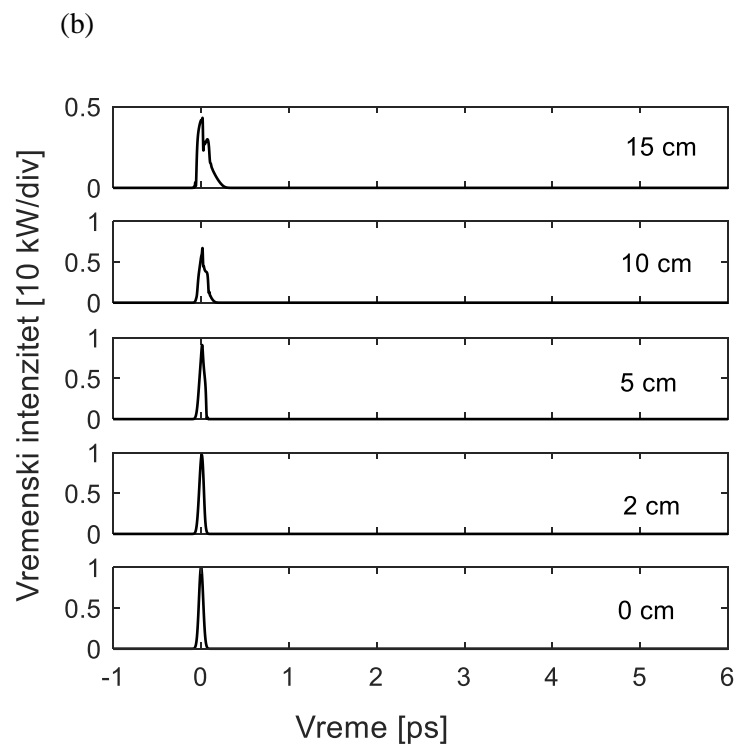
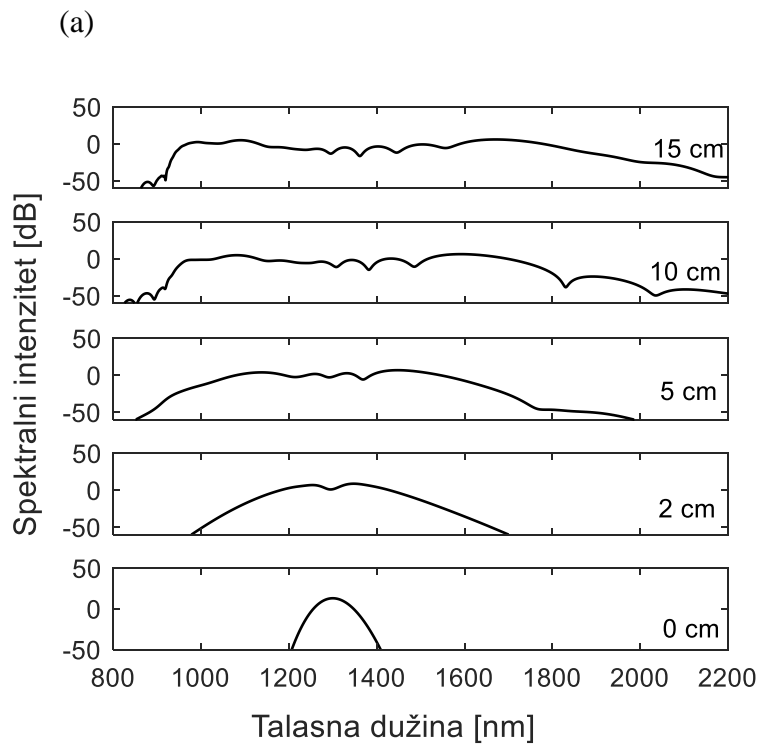
Sada će biti razmatrana dinamika generisanja superkontinuumu u drugom i trećem optičkom prozoru, kada se na ulaz PCF vlakna dovede identičan Gausov impuls, kao u simulaciji prikazanoj na slici. 5.2.1.1., odnosno 5.2.1.2 u prvom optičkom prozoru. Pritom se za generisanja superkontinuumu koristi PCF vlakno, čija je struktura prikazana na slici 5.2.1 (b), sa parametrima za referentne talasne dužine u drugom (1300 nm) i trećem (1550 nm) optičkom prozoru datim u tabeli 5.2.

Na slici 5.2.1.3 prikazan je vremenski i spektralni oblik generisanog superkontinuumu u drugom optičkom prozoru. Može se uočiti intenzivno širenje spektra na izlazu vlakna u opsegu od 900 do 1900 nm. Spektar na izlazu vlakna je približno 900 nm širi od spektra signala na ulazu vlakna i ako se uporedi sa širinom spektra superkontinuumu generisanog u prvom optičkom prozoru može se uočiti da je širenje spektra u drugom optičkom prozoru za isti ulazni impuls veće za 200 nm. Ono što se još može zaključiti je da je dinamika generisanja superkontinuumu u prvom i drugom optičkom prozoru sasvim drugačija. U prvom optičkom prozoru generisani superkontinuum posledica je fisije solitona, generisanja disperzivnih talasa i Raman-ovog SFS efekta, dok se u drugom optičkom prozoru ne uočavaju ovi procesi. U drugom optičkom prozoru generisan superkontinuum posledica je SPM i FWM efekata. Razlog tome je što se za generisanje superkontinuumu u prvom optičkom prozoru na referentnoj talasnoj dužini od 835 nm koristi vlakno čiji je GVD parametar negativan, odnosno propagacija signala se odvija u anomalnom disperzivnom režimu, za koji su u slučaju kratkih impulsa karakteristični navedeni procesi. Sa slike 5.2.1.4. na kojoj je prikazan spektar i vremenski oblik superkontinuumu generisanog u drugom optičkom prozoru, na različitom rastojanju u vlaknu, može se jasno uočiti dinamika širenja spektra sa povećanjem rastojanja u vlaknu. Ono što se može zaključiti je da je spektar generisanog superkontinuumu u drugom optičkom prozoru širi od spektra generisanog u prvom optičkom prozoru i pritom ravniji. Ovakva karakteristika spektra superkontinuumu posledica je disperzivnih svojstava PCF vlakna u kome je generisan superkontinuum u drugom optičkom prozoru, odnosno posledica je propagacije signala u normalnom disperzivnom režimu.





**Sl.5.2.1.3** *Numerička simulacija generisanja superkontinuuma u drugom optičkom prozoru: (a) spektralni i (b) vremenski intenzitet signala u logaritamskoj skali. Ulazni impuls je Gaussov impuls na referentnoj talasnoj dužini 1300 nm, vršne snage 10 kW i trajanja 30 fs. Parametri PCF vlakna u kome je generisan superkontinuum dati su u tabeli 5.2.*

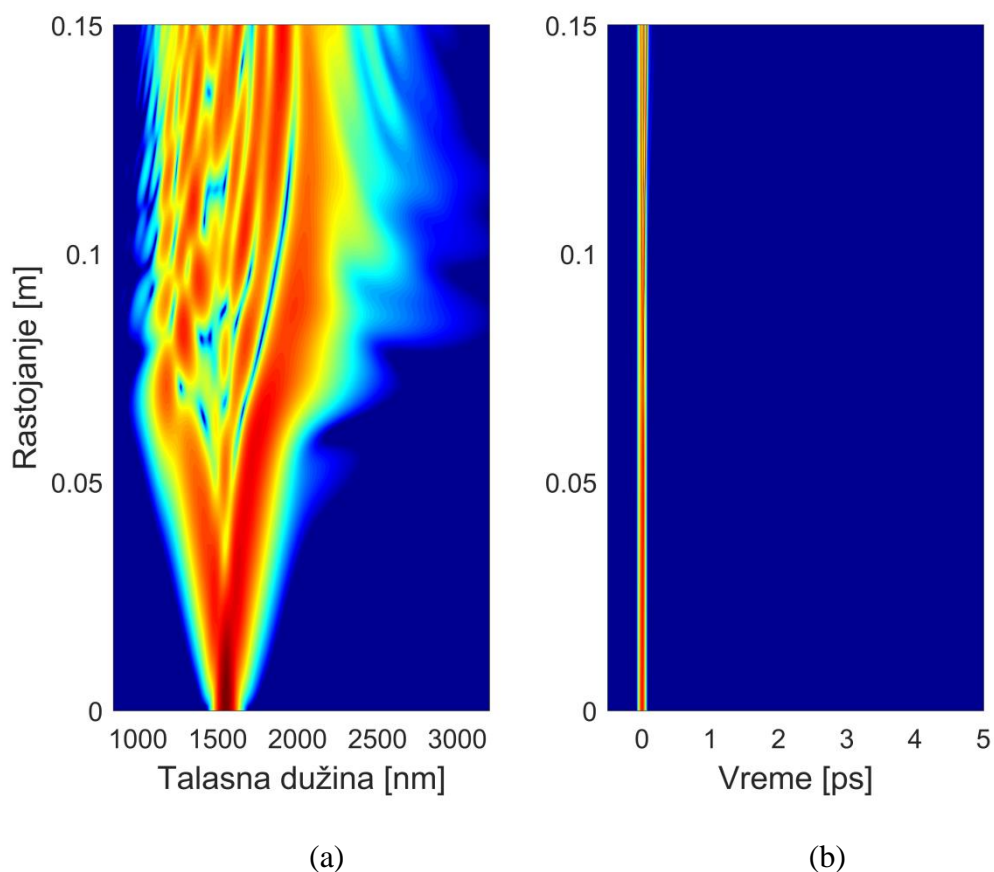


**Sl.5.2.1.4** *Numerička simulacija generisanja superkontinuuama u drugom optičkom prozoru: na ulaz vlakna dovodi se Gauss-ov impuls trajanja 30 fs, vršne snage 10 kW i referentne talasne dužine 1300 nm: (a) spektar generisanog superkontinuuama na različitom rastojanju u PCF vlaknu; (b) vremenski intenzitet signala na različitom rastojanju u vlaknu. Razmatrana je dinamika superkontinuuama na rastojanjima u PCF vlaknu od 0, 2, 5, 10 i 15 cm, sukcesivno.*

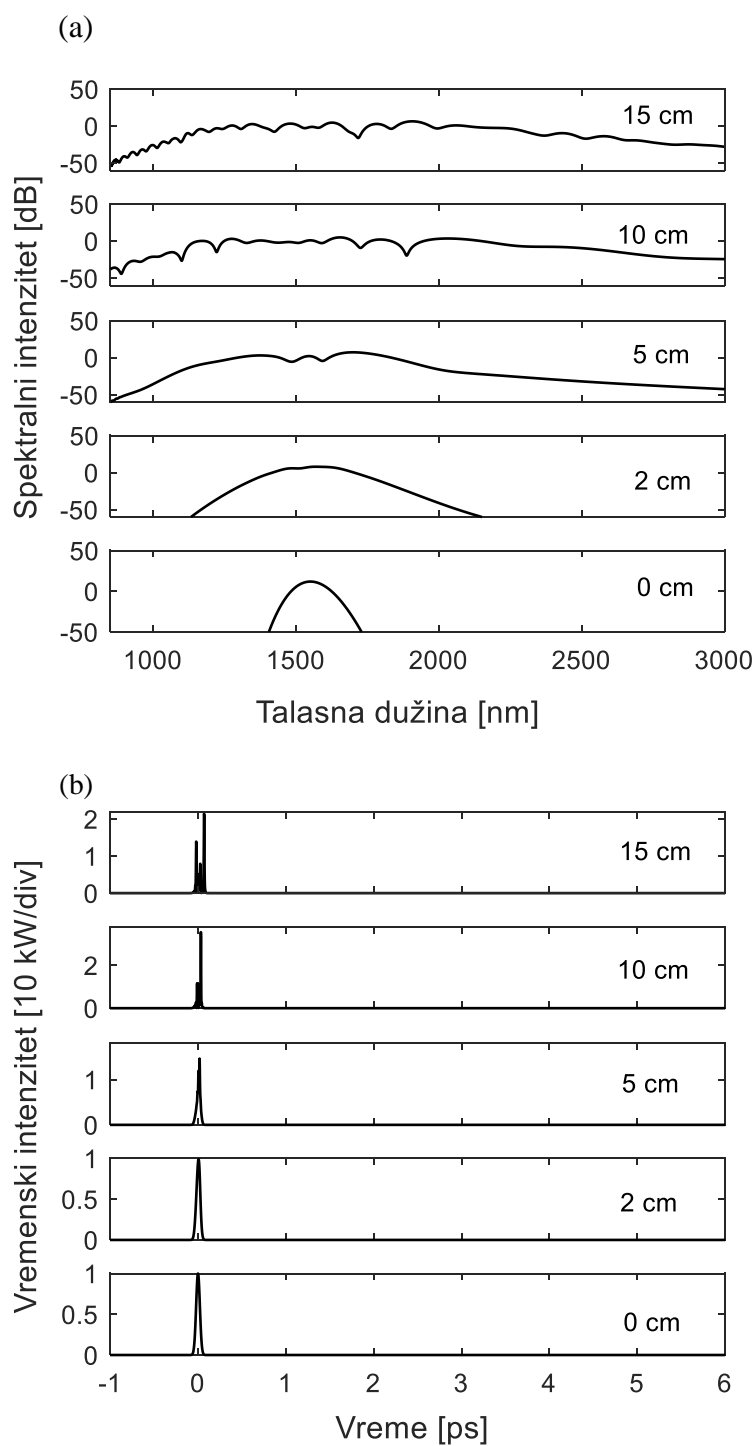
Generisanje superkontinuumu u trećem optičkom prozoru prikazano je na slici 5.2.1.5 i 5.2.1.6. Superkontinuum je u trećem optičkom prozoru generisan u PCF vlaknu prikazanom na slici 5.2.1 (b), na referentnoj talasnoj dužini od 1550 nm, na kojoj je GVD parametar približno jednak nuli. Ukoliko se uporede slike 5.2.1.1, 5.2.1.3 i 5.2.1.5 može se zaključiti da je dinamika superkontinuumu u trećem optičkom prozoru slična onoj u drugom optičkom prozoru, što je i očekivano s obzirom da se simulacija superkontinuumu u drugom i trećem optičkom prozoru vrši u istom PCF vlaknu. Međutim, s obzirom da su vrednosti koeficijenta disperzije i parametra nelinearnosti različiti u istom PCF vlaknu, a na različitim referentnim talasnim dužinama, dobijeni spektar na izlazu PCF vlakna u trećem optičkom prozoru razlikuje se od onog dobijenog u drugom optičkom prozoru. Sa slike 5.2.1.5 (a) može se uočiti najintenzivnije širenje spektra, poredeći sa spektrom u ostala dva optička prozora. Dobijeni spektar na izlazu vlakna je u rasponu od približno 1060 nm do 2500 nm. Upoređivanjem spektra na izlazu PCF vlakna u drugom i trećem optičkom prozoru, prikazanom na slikama 5.2.1.4. (a) i 5.2.1.6. (a), za spektralnu snagu 0 dB, u drugom optičkom prozoru na izlazu vlakna dobijen je spektar širine 840 nm a u trećem optičkom prozoru spektar širine 1000 nm.

Na osnovu dobijenih rezultata, može se zaključiti da se sa povećanjem rastojanja u vlaknu povećava i širina spektra generisanog superkontinuumu. S druge strane, za fiksne ulazne parametre (oblik, trajanje i snaga impulsa), samo promenom referentne talasne dužine i odgovarajućih parametara vlakna, dobija se najintenzivnije širenje spektra u trećem optičkom prozoru. S druge strane, poredeći vremenski oblik superkontinuumu u sva tri optička prozora uočava se specifična dinamika u prvom optičkom prozoru, kao posledica fisije solitona višeg reda na veći broj fundamentalnih solitona, dok se ovakva dinamika ne uočava u drugom i trećem prozoru, već se uočava blago izobličnje ulaznog impulsa tokom propagacije optičkim vlaknom.

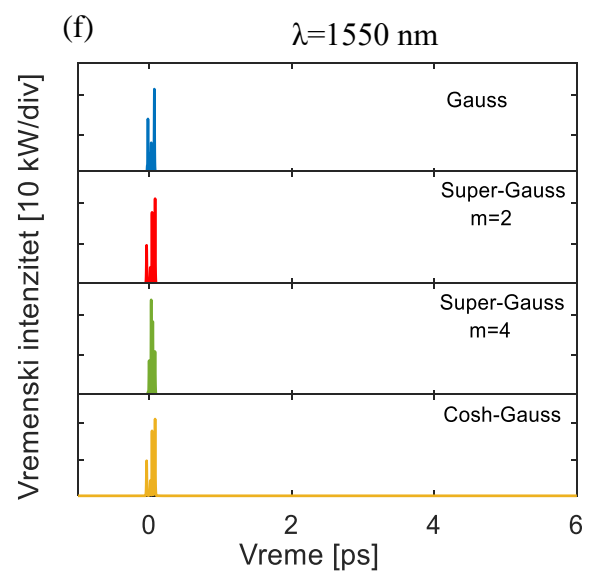
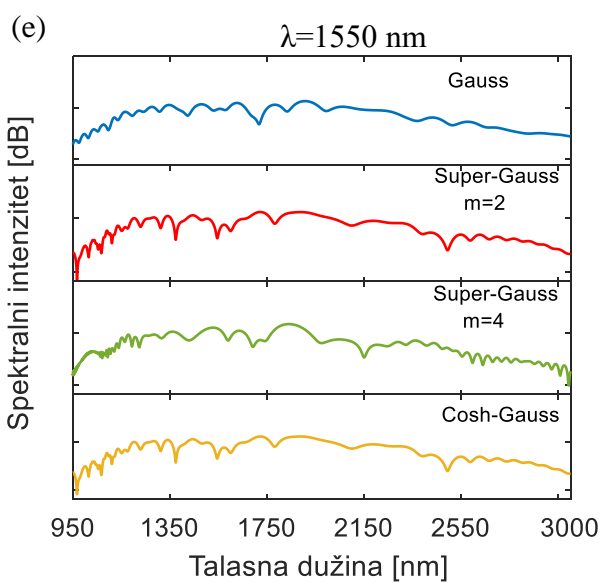
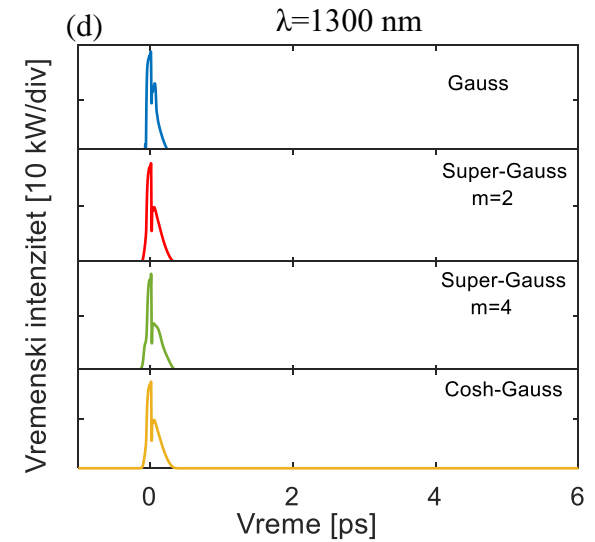
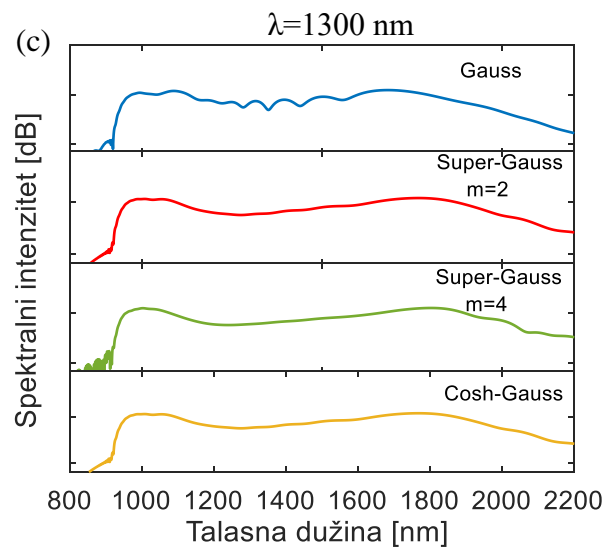
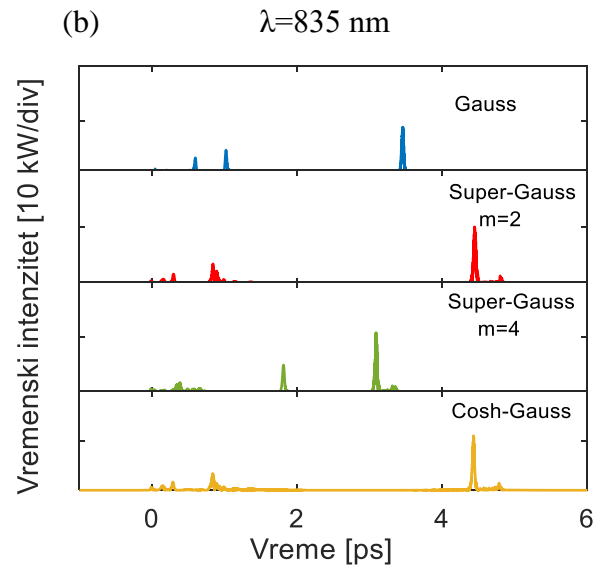
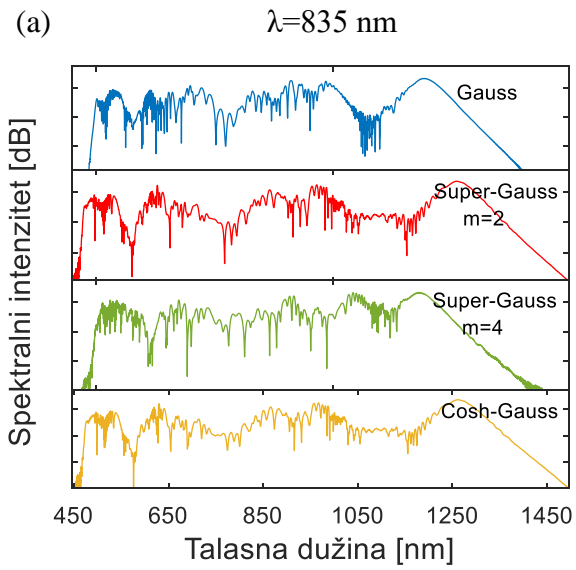
Prikazani rezultati dobijeni su za Gauss-ov oblik ulaznog impulsa. U daljem delu disertacije biće razmatran uticaj promene oblika impulsa na generisani spektar superkontinuumu.



**SI.5.2.1.5** *Numerička simulacija generisanja superkontinuuma u trećem optičkom prozoru:*  
 (a) *spektralni i (b) vremenski intenzitet signala u logaritamskoj skali. Ulazni impuls je Gauss-*  
*ov impuls na referentnoj talasnoj dužini 1550 nm, vršne snage 10 kW i trajanja 30 fs.*  
*Parametri PCF vlakna u kome je generisan superkontinuum dati su u tabeli 5.2.*



**SI.5.2.1.6** *Numerička simulacija generisanja superkontinuumu u trećem optičkom prozoru: na ulaz vlakna dovodi se Gauss-ov impuls trajanja 30 fs, vršne snage 10 kW i referentne talasne dužine 1550 nm: (a) spektar generisanog superkontinuumu na različitom rastojanju u PCF vlaknu; (b) vremenski intenzitet signala na različitom rastojanju u vlaknu. Razmatrana je dinamika superkontinuumu na rastojanjima u PCF vlaknu od 0, 2, 5, 10 i 15 cm, sukcesivno.*

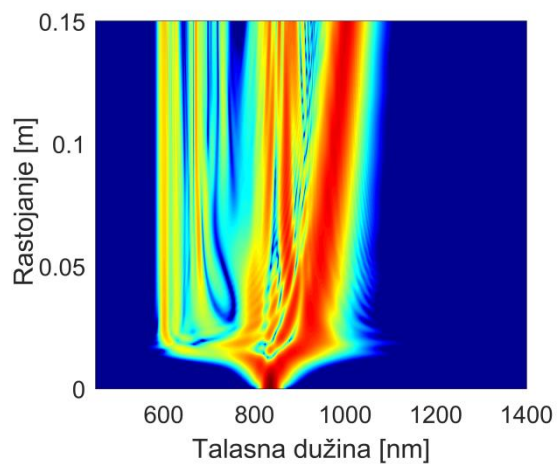
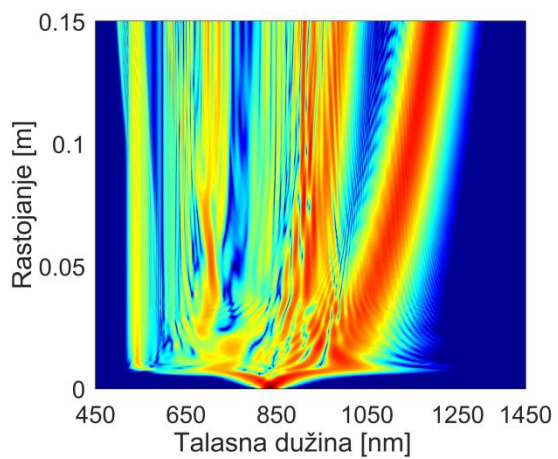
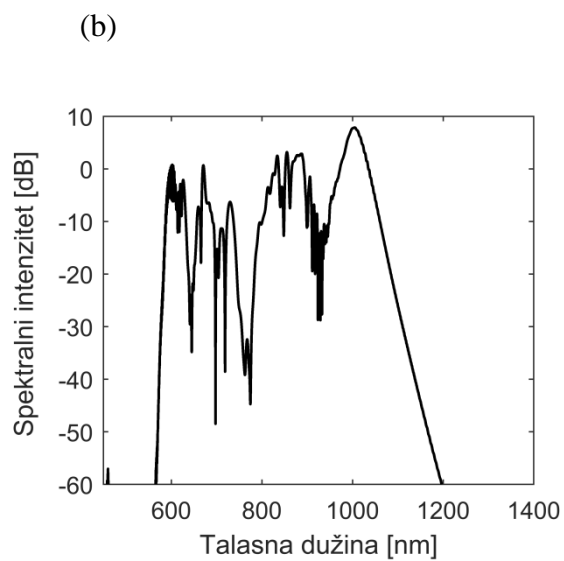
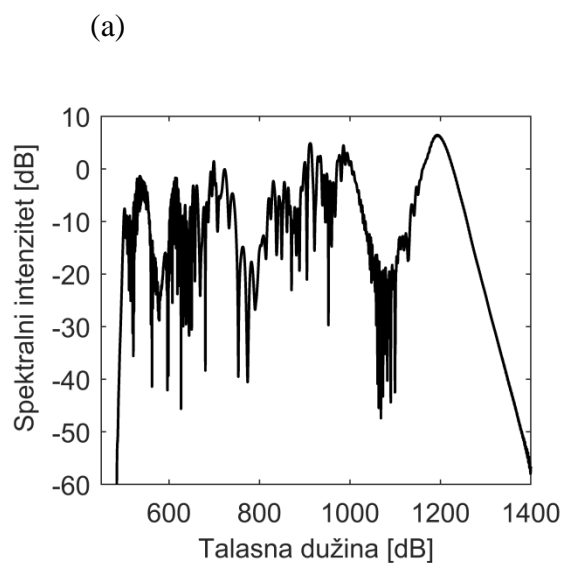


**Sl.5.2.1.7** *Numerička simulacija generisanja superkontinuumu u prvom (a) i (b), drugom (c) i (d) i trećem optičkom prozoru (e) i (f): na ulaz vlakna dovodi se Gauss, super-Gauss za  $m=2$ , super-Gauss za  $m=4$  i cosh-Gauss impuls, trajanja 30 fs, vršne snage 10 kW. Razmatrana je dinamika superkontinuumu na izlazu PCF vlakna, u prvom, drugom i trećem optičkom prozoru.*

Na slici 5.2.1.7 prikazan je paralelno spekar i vremenski oblik generisanog superkontinuumu u sva tri optička prozora i to: pod (a) i (b) u prvom optičkom prozoru, pod (c) i (d) u drugom i pod (e) i (f) u trećem optičkom prozoru. Pritom, u svakom optičkom prozoru razmatrana je dinamika superkontinuumu za različit oblik ulaznog impulsa: Gauss-ov, super-Gauss-ov (za  $m= 2$  i  $m= 4$ ) i cosh-Gauss-ov oblik. Upoređujući spektar superkontinuumu na izlazu PCF vlakna prikazanog na slici 5.2.1.7 (a), odnosno u prvom optičkom prozoru, za različit oblik ulaznog impulsa može se zaključiti da nema drastično drugačije dinamike superkontinuumu, a širina generisanog spektra na izlazu vlakna je nešto veća u slučaju kada je ulazni impuls oblika super-Gauss za  $m=2$  i cosh-Gauss. Kada se upoređi spektar superkontinuumu u drugom i trećem optičkom prozoru može se zaključiti da oblik ulaznog impulsa ne utiče značajno na širenje spektra na izlazu vlakna, ali se uočava najpravniiji spektar u drugom optičkom prozoru i to za super-Gauss i cosh-Gauss ulazni impuls.

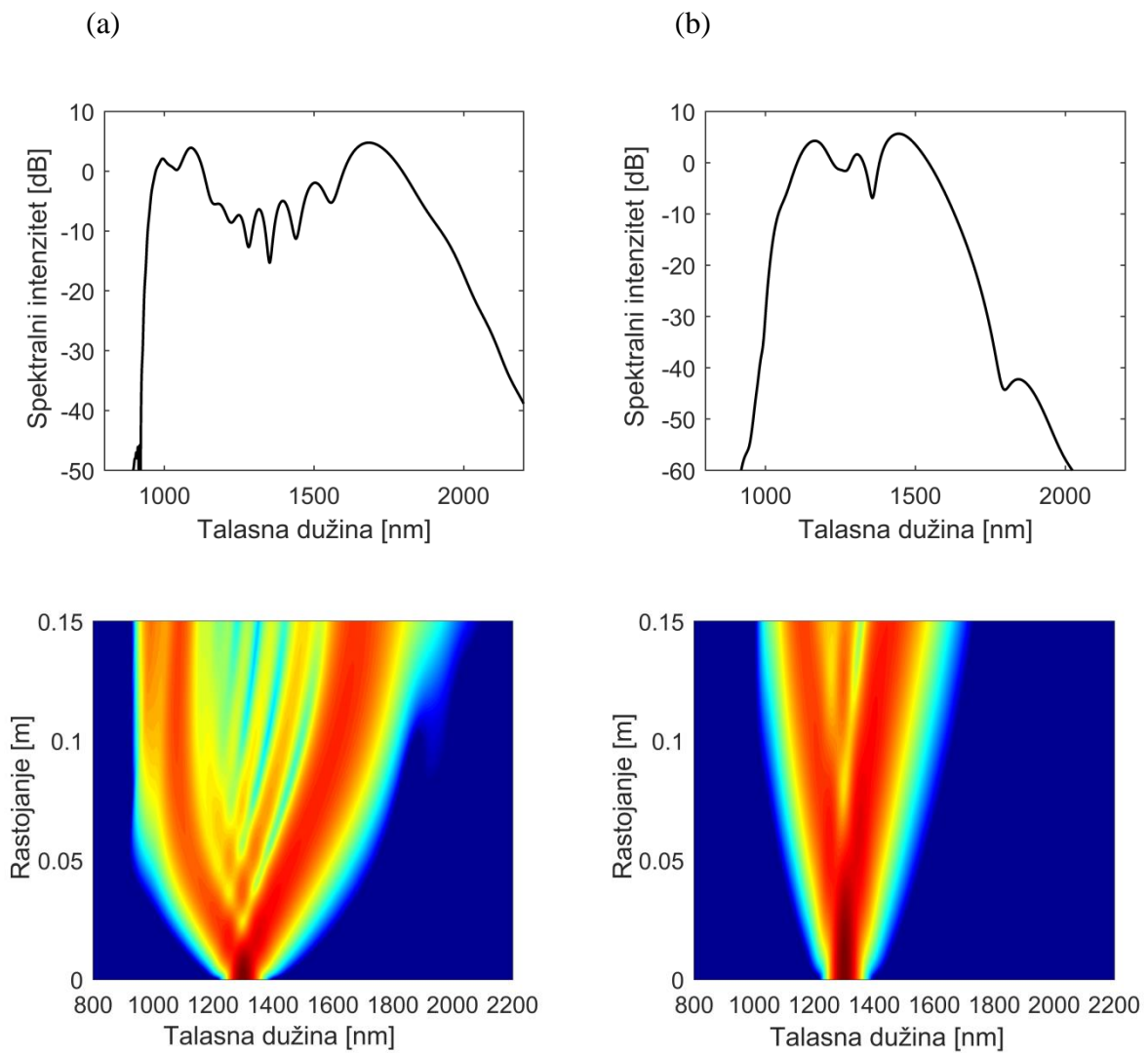
Zaključak koji se može izvesti je da oblik ulaznog impulsa ne utiče značajno na širenje spektra superkontinuumu na izlazu vlakna, odnosno da se bez obzira na tip ulaznog impulsa najintenzivnije širenje spektra postiže u trećem optičkom prozoru. Međutim, ono što je značajno, posebno kada je u pitanju primena superkontinuumu u oblasti WDM sistema, u drugom optičkom prozoru za ulazni impuls oblika super-Gauss i cosh-Gauss dobija se najpravniiji spektar, a čija je širina opet zadovoljavajuća.

Kako bi se razmotrio i uticaj snage ulaznog signala na generisanje superkontinuumu u prvom, drugom i trećem optičkom prozoru, na ulaz PCF vlakna dovodi se Gauss-ov impuls, trajanja 30 fs i vršne snage  $P_0$  u vrednosti od 10 kW u prvoj iteraciji i u vrednosti od 3 kW u drugoj iteraciji.

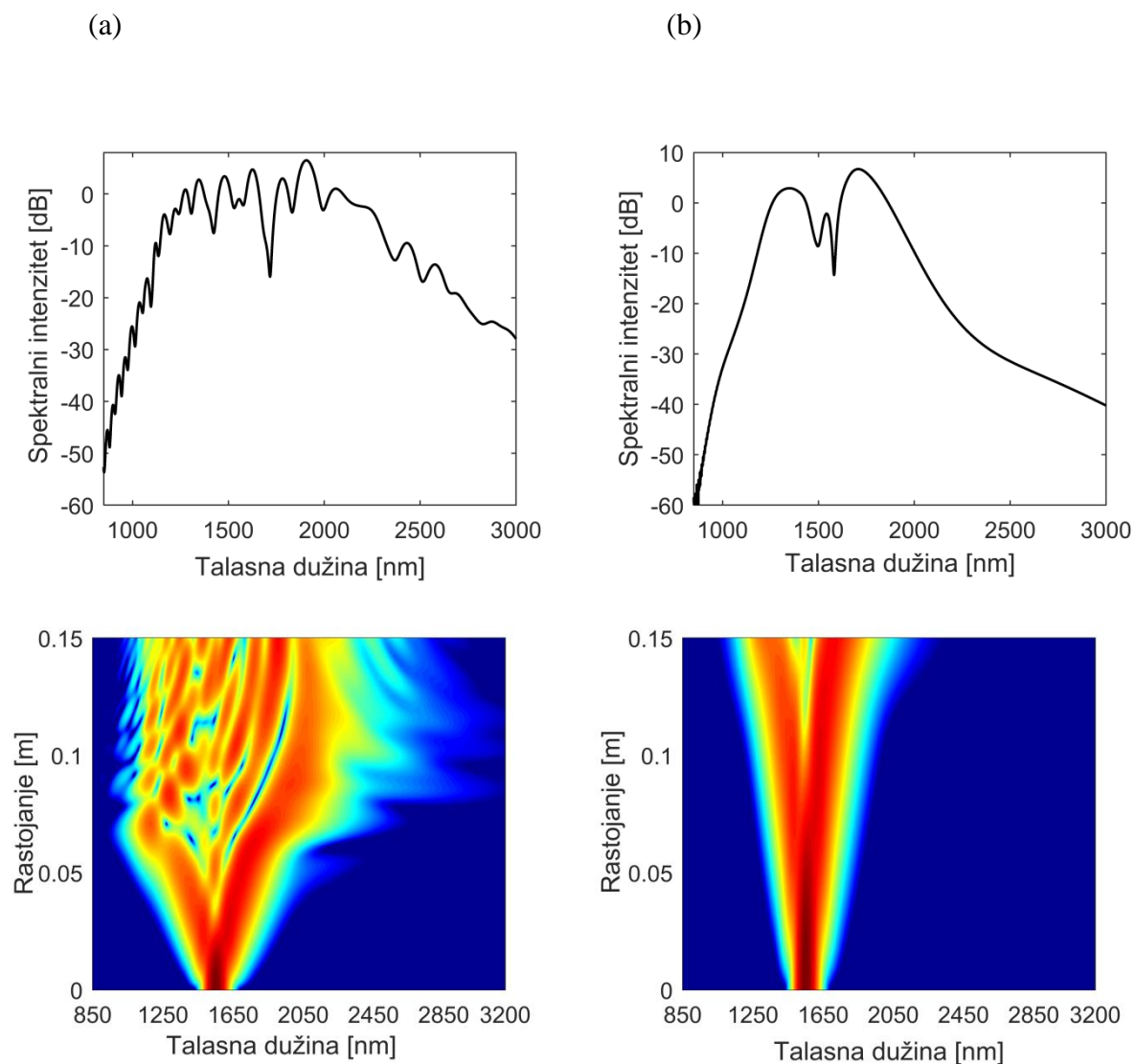


**Sl.5.2.1.8** Numerička simulacija generisanja superkontinuuuma u prvom optičkom prozoru, na referentnoj talasnoj dužini  $\lambda=835$  nm, kada se na ulaz vlakna dovede Gauss-ov impuls, 30 fs i vršne snage (a)  $P_0=10$  kW i (b)  $P_0=3$  kW.





**Sl.5.2.1.9** Numerička simulacija generisanja superkontinuuuma u drugom optičkom prozoru, na referentnoj talasnoj dužini  $\lambda=1300 \text{ nm}$ , kada se na ulaz vlakna dovede Gauss-ov impuls,  $30 \text{ fs}$  i vršne snage (a)  $P_0=10 \text{ kW}$  i (b)  $P_0=3 \text{ kW}$ .



**Sl.5.2.1.10** Numerička simulacija generisanja superkontinuumu u trećem optičkom prozoru, na referentnoj talasnoj dužini  $\lambda=1550 \text{ nm}$ , kada se na ulaz vlakna dovede Gauss-ov impuls,  $30 \text{ fs}$  i vršne snage (a)  $P_0=10 \text{ kW}$  i (b)  $P_0=3 \text{ kW}$ .

Dobijeni rezultati u prvom, drugom i trećem optičkom prozoru prikazani su na Sl.5.2.1.8, Sl.5.2.1.9 i Sl.5.2.1.10, sukcesivno. Na svakoj od slika prikazana je dinamika spektra superkontinuumu sa povećanjem rastojanja u vlaknu (donji grafik) i konačni spektar superkontinuumu na izlazu vlakna (gornji grafik). Na levoj strani dati su rezultati za vršnu snagu  $P_0=10 \text{ kW}$  a na desnoj za vršnu snagu signala  $P_0=3 \text{ kW}$ . Na osnovu dobijenih rezultata može se zaključiti da je snaga ulaznog signala od velikog značaja za proces generisanja

superkontinuumu i da se sa povećanjem snage intenzivnije generišu nelinearni efekti, a samim tim i širenje spektra je intenzivnije.

### 5.2.2. Uticaj čirpa na superkontinuum

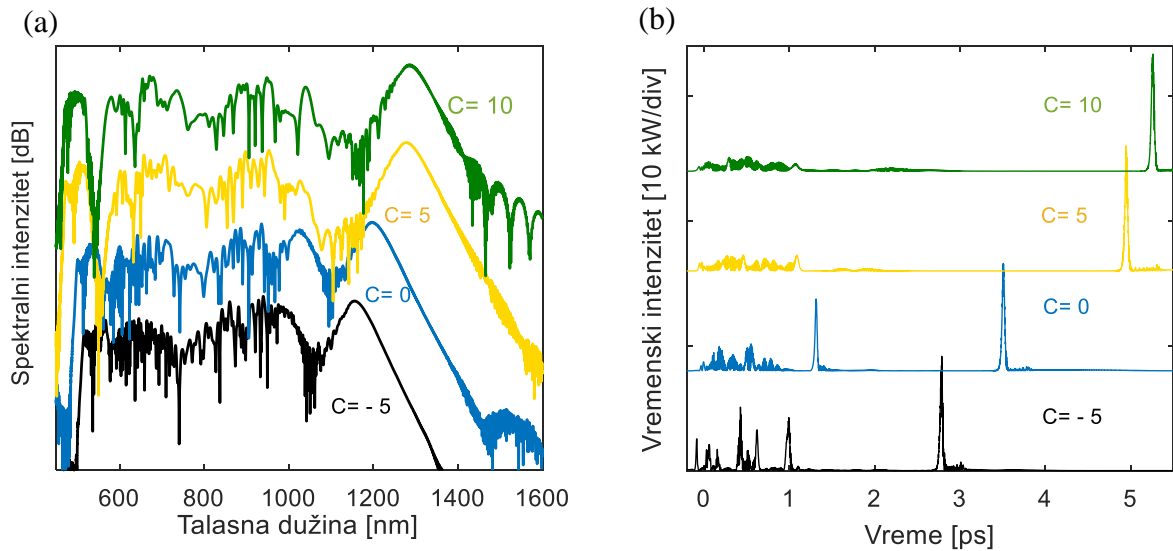
U literaturi je pokazano da uticaj čirpa na prostiranje impulsa optičkim vlaknom i na sam proces generisanja superkontinuumu nije zanemarljiv. Pokazalo se da prilikom prostiranja čirpovanog impulsa optičkim vlaknom dolazi do kompresije ili širenja impulsa, zavisno od zajedničkog uticaja disperzije i vrednosti čirpa [20]. Upravo zbog toga je i sasvim očekivan uticaj ovog parametra signala na superkontinuum. U radu [103] pokazano je da linearno čirpovan impuls dovodi do širenja frekvencijskog opsega spektra superkontinuumu i da sa povećanjem frekvencijskog čirpa dolazi do poboljšanja koherentnosti superkontinuumu. Pokazano je da u anomalnom disperzivnom režimu, pozitivan čirp povećava širinu spektra, odnosno da negativan čirp smanjuje širinu spektra superkontinuumu. Uticaj čirpa na generisanje superkontinuumu predstavlja i dalje aktuelnu temu i deo je brojnih istraživanja [100-103]. U ovom poglavlju biće izučavan uticaj frekvencijskog čirpa ulaznog impulsa na spektar i vremenski oblik generisanog superkontinuumu u predstavljenom numeričkom modelu u sva tri optička prozora.

Kao ulazni impuls biće korišćen Gauss-ov impuls, 30 fs i vršne snage  $P_0=10$  kW. Matematička formulacija Gauss-ovog impulsa sa frekvencijskim čirpom data je sledećim izrazom:

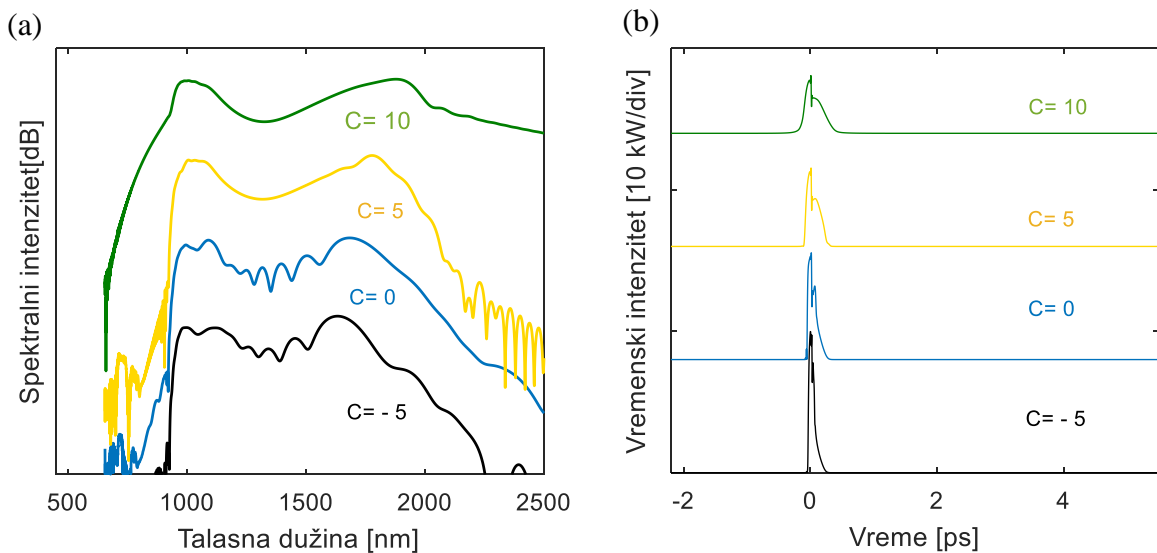
$$A(z, T) = A_0 \exp\left[-\frac{(1 + iC)T^2}{2T_0^2}\right] \quad (5.2.2.1)$$

gde je  $C$  čirp parametar.

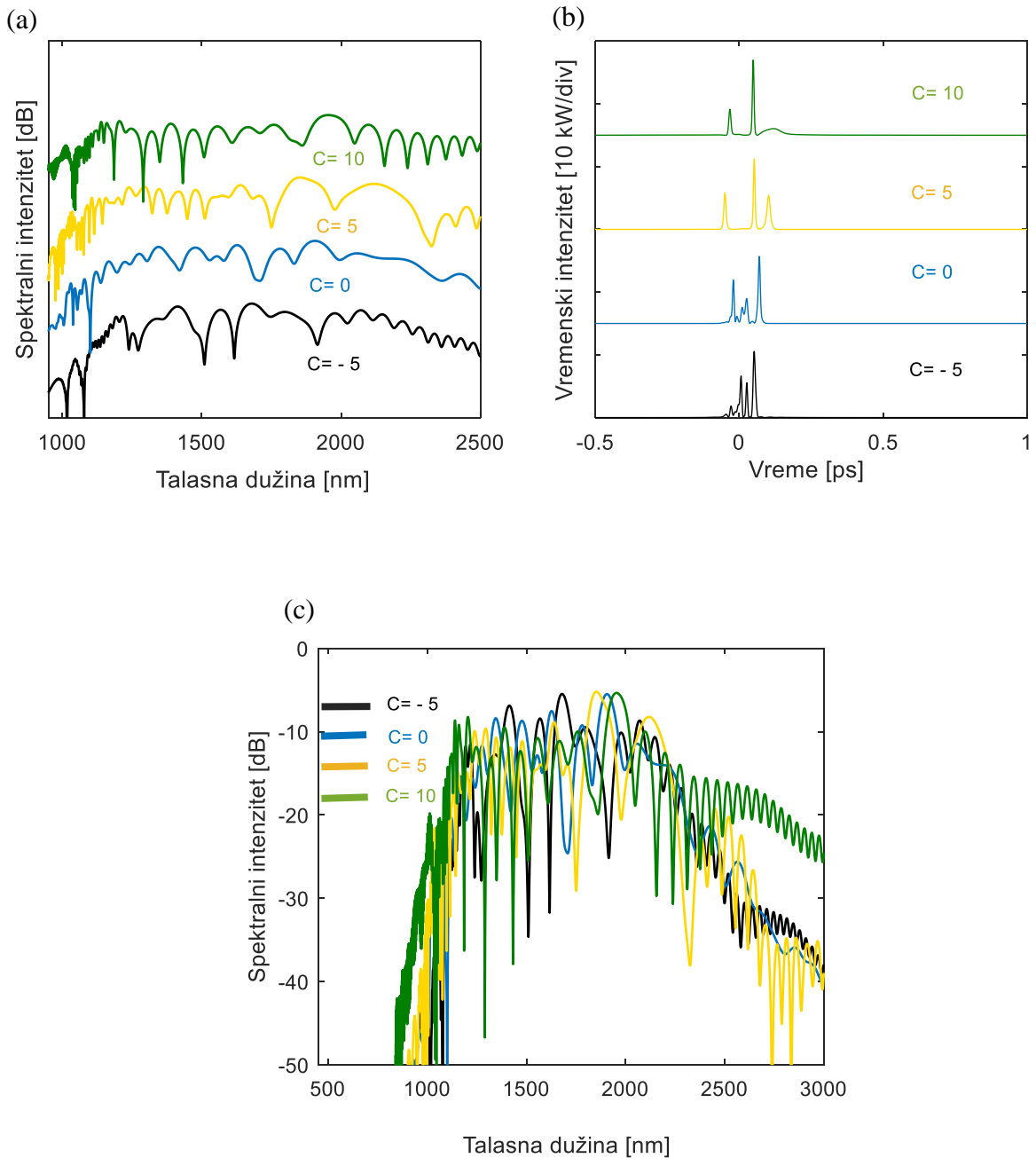
Simulacije generisanja superkontinuumu za različite vrednosti čirp parametra  $C$  izvršene su u PCF vlaknima, sa disperzivnim parametrima i nelinearnim koeficijentom datim u tabeli 5.2, na referentnim talasnim dužinama od 835 nm, 1300 nm i 1550 nm, odnosno u prvom, drugom i trećem optičkom prozoru. Za analizu uticaja čirpa uzimaju se sledeće vrednosti parametra čirpa  $C = -5, 0, 5$  i  $10$ . Dobijeni rezultati prikazani su na slikama 5.2.2.1, 5.2.2.2 i 5.2.2.3.



**SI.5.2.2.1** *Numerička simulacija generisanja superkontinuuma u prvom optičkom prozoru, na referentnoj talasnoj dužini  $\lambda=835$  nm, kada se na ulaz vlakna dovede čirpovan Gauss-ov impuls, 30 fs i vršne snage  $P_0=10$  kW, za različite vrednosti čirpa C; (a) Širina spektra za različite vrednosti čirpa, (b) Dinamika superkontinuuma u vremenskom domenu za različite vrednosti čirpa.*



**SI.5.2.2.2** *Numerička simulacija generisanja superkontinuuma u drugom optičkom prozoru, na referentnoj talasnoj dužini  $\lambda=1300$  nm, kada se na ulaz vlakna dovede čirpovan Gauss-ov impuls, 30 fs i vršne snage  $P_0=10$  kW, za različite vrednosti čirpa C; (a) Širina spektra za različite vrednosti čirpa, (b) Dinamika superkontinuuma u vremenskom domenu za različite vrednosti čirpa.*



**SI.5.2.2.3** *Numerička simulacija generisanja superkontinuuma u drugom optičkom prozoru, na referentnoj talasnoj dužini  $\lambda=1300$  nm, kada se na ulaz vlakna dovede čirpovan Gauss-ov impuls, 30 fs i vršne snage  $P_0=10$  kW, za različite vrednosti čirpa C; (a) Širina spektra za različite vrednosti čirpa, (b) Dinamika superkontinuuma u vremenskom domenu za različite vrednosti čirpa, (c) Spektralni intenzitet za različite vrednosti čirpa*

Na osnovu prikazanih rezultata može se zaključiti da je uticaj čirpa ulaznog impulsa na karakteristike generisanog superkontinuumu neizbežan, ali da se različito ispoljava u različitom disperzivnom režimu i na različitim referentnim talasnim dužinama. Generisanje superkontinuumu u prvom optičkom prozoru je simulirano u anomalnom disperzivnom režimu, gde se jasno uočava da se sa povećanjem vrednosti čirpa povećava širina spektra superkontinuumu (slika 5.2.2.1(a)). Međutim, ukoliko se na slici 5.2.2.1(a) širina spektra superkontinuumu dobijenog sa nečirpovanim impulsom (plava kriva) uporedi sa ostalim krivama, kada je uključen čirp ulaznog impulsa, može se zaključiti da je zapravo najintenzivnije širenje spektra u anomalnom disperzivnom režimu posledica specifične dinamike superkontinuumu odnosno, fisije solitona, generisanja disperzivnih talasa i Raman SFS. Čirpovanjem ulaznog impulsa dobija se spektar širi za 100 nm, u slučaju kada je čirp parametar 10. S druge strane, posmatrajući spektar superkontinuumu u drugom optičkom prozoru, na slici 5.2.2.2 (a), može se zaključiti da se sa povećavanjem vrednosti čirp parametra  $C$  ne postiže značajno širenje spektra, već se može uočiti da se za opseg talasnih dužina od 600 do 1600 nm sa povećanjem čirpa dobija ravnija kriva spektra, što može biti značajno za primenu superkontinuumu. Na osnovu ovoga se može zaključiti da osim što sam oblik, odnosno tip impulsa (sech, Gauss, super-Gauss itd.) utiče na zaravnjenje krive spektra, čirp takođe doprinosi generisanju superkontinuumu relativno ravnog spektra. Posmatrajući zatim spektar superkontinuumu generisan u trećem optičkom prozoru, takođe u normalnom disperzivnom režimu na slici 5.2.2.3 (a) može se uočiti da čirp nema uticaj na širinu spektra superkontinuumu niti značajno utiče na njegov oblik. Sa slike 5.2.2.3 (c) može se videti spektralni intenzitet za različite vrednosti čirpa i zaključiti da nema značajnog uticaja čirpa na promenu spektra. Što se tiče uticaja čirpa na dinamiku superkontinuumu u vremenskom domenu, u prvom (slika 5.2.2.1(b)) i trećem optičkom prozoru (slika 5.2.2.3(b)) uočava se da sa promenom čirpa dolazi do pojave novih pikova signala. Dok se u drugom optičkom prozoru (slika 5.2.2.2(b)) uticaj čirpa u vremenskom domenu manifestovao kroz širenje impulsa.

Uočene promene u vremenskom domenu superkontinuumu pod uticajem čirpa podstakle su istraživanja superkontinuumu u kontekstu tkz. RW (Rogue Waves) talasa, odnosno događaja velikog intenziteta. Deo disertacije dotaći će i domen statistike ekstremnih događaja u superkontinuumu.

### **5.2.3. Ekstremni događaji u superkontinuumu u prisustvu ulaznog čirpa**

Dinamika superkontinuumu u anomalnom disperzivnom režimu, odnosno u prvom optičkom prozoru, u simulacijama datim u prethodnom delu disertacije (poglavlja 5.2.1 i 5.2.2), bazira se na nelinearnim efektima koji dovode do generisanja novih solitona i talasa koji mogu međusobno interferirati, što nije karakteristično za dinamiku superkontinuumu prikazanu u drugom i trećem optičkom prozoru. Stoga će u ovom poglavlju biti istražen superkontinuum u prvom optičkom prozoru u kontekstu ekstremnih događaja ili tkz. RW talasa. Osnovna karakteristika ovih talasa je njihov ekstremno veliki intenzitet. Ovi talasi su najpre uočeni u oblasti okeanografije, kao iznenadna pojava talasa ogromnih razmera na površini okeana [108]. Danas se ova pojava izučava u različitim oblastima, kao što su nelinearna optika [109], fizika [110], biologija, sociologija i ekonomija [111]. Koncept RW talasa u optici je najpre uveden od strane D.R.Soli-a [109] i to u procesu fisije solitona i generisanja superkontinuumu. Potom su usledila brojna istraživanja kojima se pokazalo da se ovi talasi donekle mogu čak i kontrolisati [112-116].

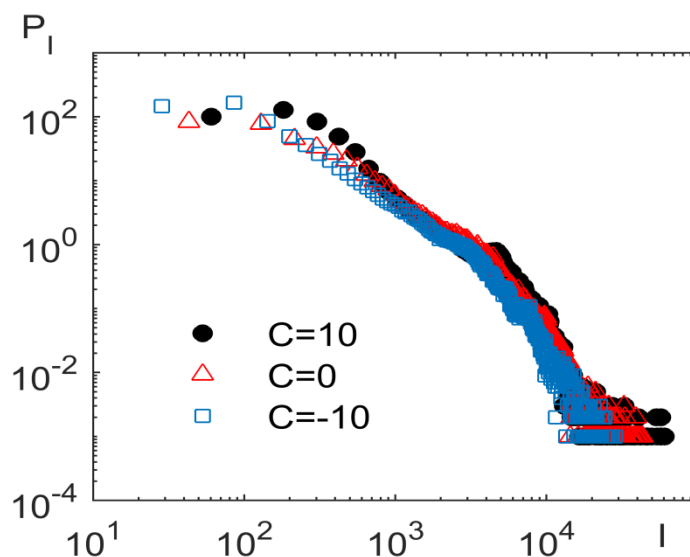
U ovom odeljku disertacije biće prikazani rezultati uticaja čirpa i šuma ulaznog signala na raspodelu verovatnoće ekstremnih događaja u generisanom superkontinuumu [117]. Cilj ovog istraživanja je predvideti pojavu ovakvih događaja u superkontinuumu, s obzirom da mogu imati veliki uticaj na njegovu primenu.

#### **5.2.3.1 Uticaj čirpa na superkontinuum i verovatnoću raspodeledogađaja velikog intenziteta**

Za generisanje superkontinuumu korišćeno je PCF vlakno sa parametrima datim u tabeli 5.2, na referentnoj talasnoj dužini od 835 nm i snagom ulaznog signala od 10 kW. Dakle, biće izučavano prisustvo ekstremnih događaja u superkontinuumu datom na slici Sl.5.2.2.1. Za izučavanje ekstremnih događaja biće korišćena rutina data u radu [117] koja se bazira na principu statističke analize korišćene u izučavanju talasa u okeanu [108]. RW talasi su ekstremni događaji koji se mogu klasifikovati kao *rogue* solitoni ili lokalizovane strukture velikog intenziteta. Razmatra se verovatnoća pojave RW talasa i zavisnost njihovog broja u odnosu na različito postavljene pragove. Pragovi se postavljaju po analogiji sa *značajnom*

*visinom talasa* u okeanografiji, odnosno kao prag se uzima značajni intenzitet  $I_s$  koji je jednak srednjoj vrednosti intenziteta trećine najviših intenziteta talasa u posmatranom sistemu.

Kao što se sa slike 5.2.2.1 može uočiti, spektralni i vremenski oblik SC zavisi od vrednosti čirpa. Stoga, biće istraženo da li pojava RW talasa takođe zavisi od vrednosti čirpa. Na slici 5.2.3.1 prikazani su rezultati integralne raspodele verovatnoće intenziteta [117-119], odnosno raspodela verovatnoće svih intenziteta signala u generisanom superkontinuumu, za različite vrednosti čirpa. Ono što se može uočiti je da je oblik kriva  $P_I$  za različite vrednosti čirpa sličan u oblasti visokih intenziteta. S druge strane, na osnovu prikazanih kriva može se uočiti da promena vrednosti čirpa ipak ima uticaj u oblasti malih i srednjih intenziteta. Sa porastom vrednosti čirpa dolazi do pojave tkz. platoa, odnosno oblasti blagog zaravnjenja krive  $P_I$ , što se može dovesti u vezu s tim da sa povećanjem čirpa dolazi do intenzivnijeg širenja spektra superkontinuumu, odnosno da u prisustvu čirpa nelinearni efekti postaju izraženiji.



**SI.5.2.3.1** *Raspodela verovatnoće intenziteta  $P_I$  za različite vrednosti čirpa  $C = -10, 0, 10$ . Parametri ulaznog impulsa:  $P_0 = 10\text{kW}$ ,  $T_0 = 30\text{fs}$ .*

Kako bi se i kvantitativno odredila pojava RW talasa u odnosu na vrednost čirpa postavljaju se dve vrednosti praga,  $I_{th1} = I_s$  i  $I_{th2} = 2I_s$ . Verovatnoća pojave RW  $P_{ee}$  dobija se kao odnos broja događaja iznad postavljenog praga i ukupnog broja događaja. Ova verovatnoća nam govori da li su događaji česti ili ne, ali ne doprinosi prevenciji pojave ovih događaja ili kontroli RW događaja. Stoga, određujemo maksimalni intenzitet na svakom koraku u optičkom vlaknu i formiramo odgovarajuću raspodelu maksimalnih intenziteta.



Postavljaju se novi pragovi  $I_{MS}$  i  $2I_{MS}$ , i određuje odnos broja RW talasa (intenziteta većeg od novih pragova  $I_{MS}$  i  $2I_{MS}$ ),  $n_{ee}$  [ $n_{ee} = N_{ee}(2I_{MS}) / N_{ee}(I_{MS})$ ]. Dobijeni rezultati prikazani su u tabeli 5.2.3.1.

**Tabela 5.2.3.1** *Verovatnoća pojave RW  $P_{ee}$  i odnos broja RW talasa u odnosu na dva praga i različite vrednosti čirpa (bez uticaja šuma).*

$C$	$P_{ee}(I_s)$	$P_{ee}(2 I_s)$	$n_{ee}$
-10	0.103	0.049	0.005
-5	0.100	0.041	0.100
0	0.109	0.046	0.162
5	0.096	0.054	0.259
10	0.083	0.047	0.192

Iz prikazanih rezultata može se zaključiti da je vrednost  $n_{ee}$  veća za pozitivne vrednosti čirpa, u odnosu na vrednosti dobijene za slučaj bez čirpa ili sa negativnim čirpom, što se može dovesti u vezu sa strmijim opadanjem repova raspodele maksimalnih intenziteta u poređenju sa integralnom raspodelom verovatnoće [117]. Dok s druge strane nema značajnog uticaja čirpa na vrednosti  $P_{ee}$ , što je i potvrđeno grafikom 5.2.3.1.

Konačno, može se zaključiti da čirp ima uticaj na širenje spektra superkontinuum, s tim što je najveći deo širenja spektra posledica fisije solitona i generisanja disperzivnih talasa, a tek manji deo posledica je pozitivnog čirpa. S druge strane, čirp ne utiče značajno na pojavu RW, već se njegov uticaj manifestuje na događaje manjeg i srednjeg intenziteta, ispod praga  $I_s$  [117]

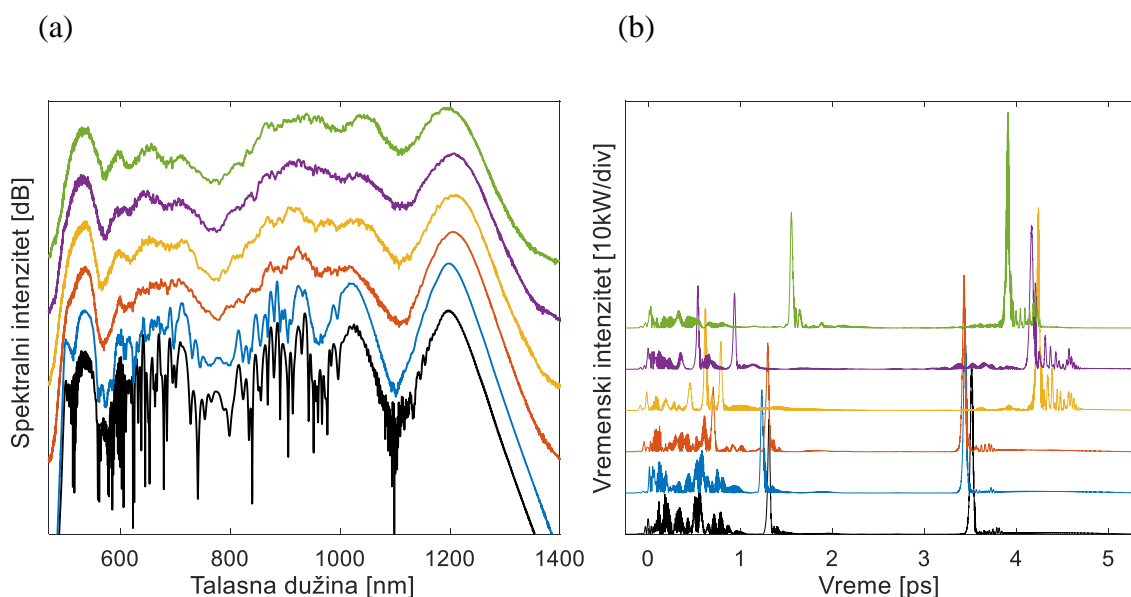
### **5.2.3.2 Uticaj ulaznog šuma na superkontinuum i verovatnoću raspodele ekstremnih događaja**

Numeričke simulacije generisanja superkontinuum u prisustvu ulaznog šuma omogućavaju istraživanje uticaja fluktuacija ulaznog signala na intenzitet i stabilnost superkontinuum. Efekat ulaznog šuma na dinamiku superkontinuum i pojavu ekstremnih događaja izučavan je uključivanjem amplitudskog šuma, odnosno malih perturbacija ulaznog signala, s obzirom da je pokazano da tip šuma nije ključan u numeričkim eksperimentima, kada se izučavaju statističke karakteristike ekstremnih događaja. Stoga, za izučavanje uticaja

šuma na pojavu ekstremnih događaja u superkontinuumu GNLSE jednačina je rešavana za 100 različitih realizacija sa različitom vrednošću amplitude slučajnog šuma. Dobijeni spektar proračunat je kao srednja vrednost po ansamblu različitih realizacija superkontinuumu.

U literaturi je poznato da se za identične ulazne parametre signala i identične parametre optičkog vlakna, ali za različit šum ulaznog signala, dobijaju različite karakteristike superkontinuumu [13]. S druge strane, pokazano je da [120] RW talasi mogu nastati iz šuma ulaznog signala. Stoga je u radu [117] izučavan i uticaj šuma ulaznog signala na dinamiku superkontinuumu u vremenskom i spektralnom domenu, za različite vrednosti amplitude slučajnog šuma. Za simulacije se koristi isti matematički model kao u prethodnom poglavlju.

Na slici 5.2.3.2.1 prikazan je spektralni i vremenski oblik superkontinuumu za različite vrednosti slučajnog šuma. Rezultati spektra superkontinuumu dobijeni su usrednjavanjem po ansamblu 100 različitih simulacija. Na slici 5.2.3.2.1 (a) prikazan je superkontinuum generisan bez uticaja ulaznog šuma (crna kriva) i spektar dobijen za različite vrednosti ulaznog šuma (ostale krive iznad crne). Zbog usrednjavanja po ansamblu dobijene krive spektra imaju finu strukturu, za razliku od slučaja kada se razmatra po jedna realizacija, gde se uočavaju veće fluktuacije (primer Sl. 5.2.2.1 (a)). Na slici 5.2.3.2.1 (b) mogu se uočiti velike fluktuacije intenziteta superkontinuumu i različiti pikovi u intenzitetu, koji navode na zaključak da postoji mogućnost za pojavu RW talasa u generisanom superkontinuumu. Na osnovu dobijenih rezultata može se zaključiti da postoje određene varijacije i u vremenskom i u spektralnom domenu, generisanog superkontinuumu pod uticajem ulaznog šuma. Kako bi se istražio uticaj ulaznog šuma na pojavu RW u superkontinuumu, fiksira se amplituda šuma na npr. 0.2 i ponovo izračunavaju vrednosti za  $P_{ee}^{in_{ee}}$ , za različite vrednosti čirpa:  $C=-10, -5, 0, 5, 10$ . Dobijeni rezultati prikazani su u tabeli 5.2.3.2. Poređenjem rezultata dobijenih u tabeli 5.2.3.1 za slučaj bez šuma i rezultata datih u tabeli 5.2.3.2. kada je uključen ulazni šum amplitude 0.2, može se zaključiti da nema neke velike razlike u vrednosti  $P_{ee}$ . U tabeli 5.2.3.2 su verovatnoće ekstremnih događaja kao i njihov broj u odnosu na RW prag slične, što se može dovesti u vezu s tim da je snaga ulaznog impulsa iznad praga modulacione nestabilnosti, tako da šum nije mogao značajno uticati na dinamiku sistema. Dakle, može se zaključiti da je zapravo modulaciona nestabilnost glavni faktor koji utiče na formiranje ekstremnih događaja, a da uključivanje šuma i čirpa ne utiče značajno na pojavu ekstremnih događaja.



**SI.5.2.3.2.1** Rezultati simulacija uticaja šuma na SC: (a) Spekar i (b) vremenski intenzitet na izlazu vlakna. Krive na dnu grafika odgovaraju slučaju bez šuma, dok ostale krive posmatrajući grafik odozdo naviše odgovaraju slučajevima kada se uključi ulazni šum amplitude 0.01, 0.05, 0.1, 0.15 i 0.2 amplitude impulsa. Ulazni impuls je oblika cosh-Gauss sa parametrima  $P_0 = 10 \text{ kW}$ ,  $T_0 = 34 \text{ fs}$  and  $C=0$ .

Statističke analize bazirane na integralnoj raspodeli verovatnoće i raspodeli maksimalnih intenziteta pokazuju da su RW talasi u generisanom superkontinuumu prisutni i neizbežni, ali da se uključivanjem šuma i čirpa ulaznog signala ne utiče značajno na verovatnoću pojave ovih događaja. S druge strane, pokazano je da postoji suptilna zavisnost između broja RW talasa i njihovih karakteristika i ulaznog čirpa, od vrednosti izabranog praga. S obzirom da su nepredvidivi, RW talasi su nepoželjni u bilo kojoj oblasti primene superkontinuuma i veliki je značaj razumevanja zavisnosti pojave ovih talasa od različitih karakteristika sistema.

**Tabela 5.2.3.2** *Verovatnoća pojave RW  $P_{ee}$  i odnos broja RW talasa u odnosu na dva praga i različite vrednosti čirpa (nivo ulaznog šuma je 0.2).*

$C$	$P_{ee}(I_s)$	$P_{ee}(2 I_s)$	$n_{ee}$
-10	0.101	0.049	0.010
-5	0.103	0.048	0.042
0	0.103	0.047	0.084
5	0.088	0.049	0.237
10	0.094	0.053	0.188

## 6. PRIMENA SUPERKONTINUUMA U OPTIČKIM TELEKOMUNIKACIJAMA

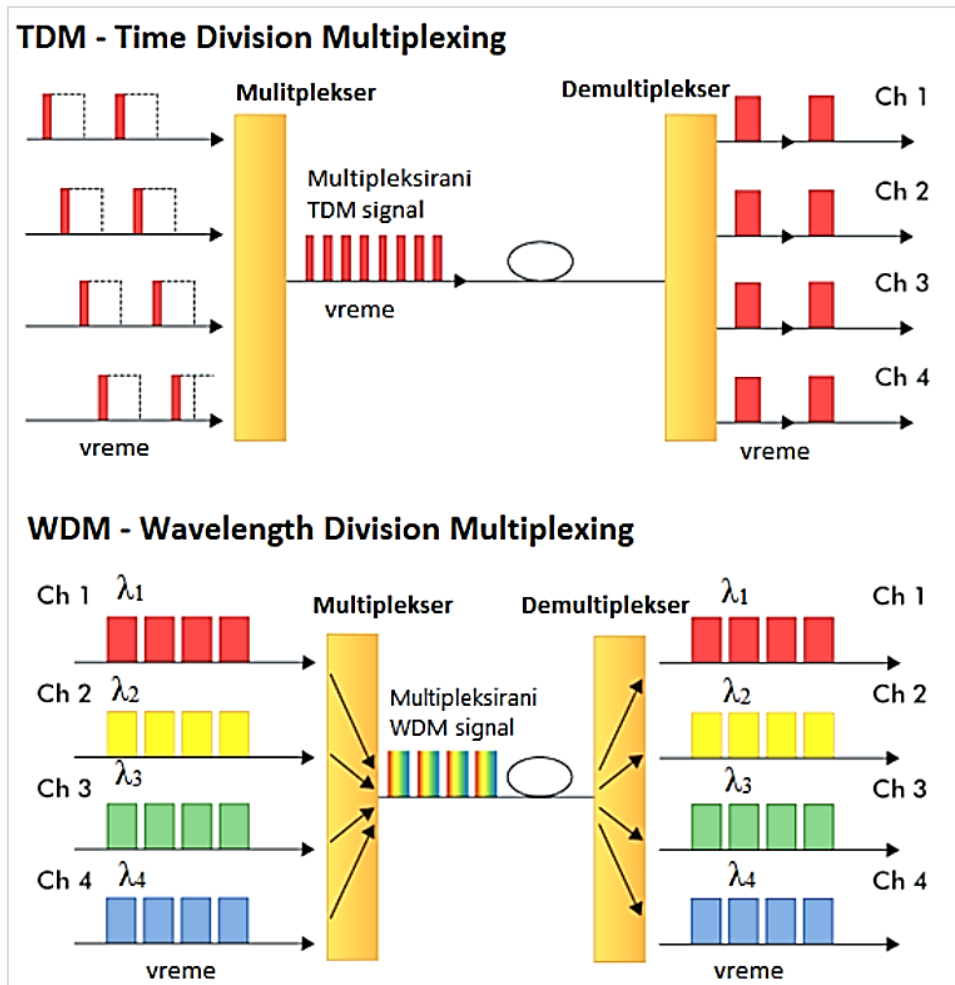
### 6.1. Uvod

U ovom poglavlju disertacije biće objašnjena primena superkontinuuma u optičkim telekomunikacijama, pre svega u WDM sistemima. Izborom PCF vlakna odgovarajućih disperzivnih i nelinearnih karakteristika, kao i definisanjem parametara ulaznog signala, najpogodnijih za generisanje superkontinuuma primenjivog kao višetalasnog WDM izvora, biće prikazane simulacije generisanja superkontinuuma, za potencijalnu primenu u C (1530-1565 nm) i L (1565-1625 nm) opsegu talasnih dužina, koji se koriste u WDM sistemima.

Fotonična kristalna vlakna - PCF (*Photonic Crystal Fibers*) se zbog svoje specifične mikrostrukture i fleksibilnosti u modelovanju disperzije i nelinearnosti intenzivno koriste za generisanje superkontinuuma. U oblasti optičkih telekomunikacija predložena je primena superkontinuuma za generisanje kratkih impulsa i kompresiju impulsa. 1989. Islam i dr. [121] su demonstrirali primenu nelinearnog širenja spektra na generisanje femtosekund impulsa. Kada se na ulaz vlakna u anomalnom disperzivnom režimu dovede impuls uskog spektra, modulaciona nestabilnost i soliton SFS iniciraju koliziju solitona iz koje se kao rezultat dobija niz solitona - kratkih impulsa malog intenziteta. S druge strane, kompresija impulsa usled dejstva nelinearnih efekata poznata je još od 1982. [122]. Ova tehnika podrazumeva nelinearno širenje spektra a potom i eliminaciju čirpa kompenzacijom disperzije. Ova tehnika je unapređena 2003. upravo upotrebom mikrostrukturnih vlakana, čime je omogućena kompresija impulsa na 33 fs sa vršnom snagom od 12 MW [123], odnosno kompresija impulsa i generisanje impulsa trajanja 3.8 fs i energijom do 15  $\mu$ J [124]. Dudley i Coen su 2004. pokazali da kvalitet kompresije impulsa generisanjem superkontinuuma u mikrostrukturnim vlaknima zavisi od spektralne koherentnosti superkontinuuma [125]. Takođe, predložene su tehnike za generisanje niza kratkih impulsa sa visokim *RR* (*Repetition Rate*) pomoću efekta MI [126] [127]. Takvo širenje spektra inicirano indukovanom MI je početna faza u procesu širenja spektra i generisanja superkontinuuma. Nakon ovih eksperimenata usledila su brojna istraživanja kojima je pokazano da je moguće generisati niz kratkih impulsa sa visokim *RR* [96] [128-132].

Neki od glavnih pristupa u načinu kombinovanja kanala sa malom brzinom prenosa podataka različitih lokalnih mreža u jednu liniju sa velikom brzinom prenosa podataka su

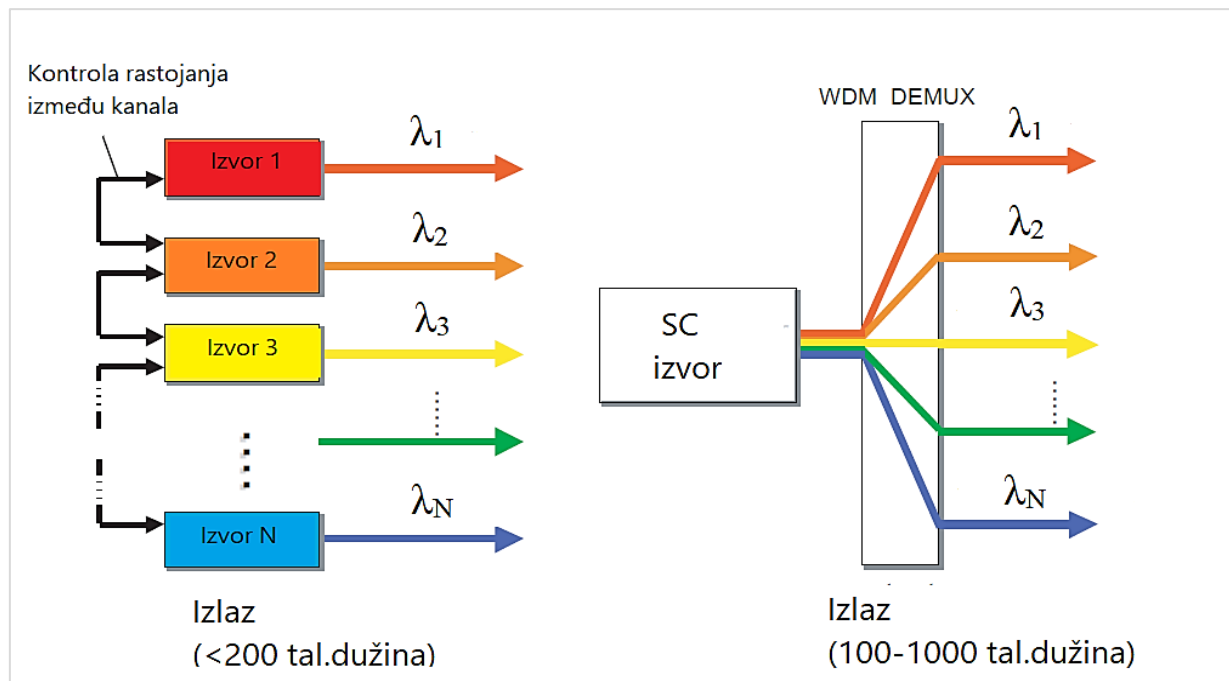
multipleksiranje u vremenu TDM (*Time Division Multiplexing*) i multipleksiranje po talasnim dužinama WDM (*Wavelength Division Multiplexing*). Na slici 6.1.1 dat je grafički prikaz TDM i WDM multipleksiranja. TDM predstavlja proces kombinovanja više nepreklapajućih vremenskih intervala (slotova), prethodno podeljenih prema unapred definisanim sekvencama, u jedan tok podataka. Osnovna karakteristika ove tehnike multipleksiranja je da su u jednom vremenskom slotu svi resursi sistema dodeljeni trenutnom korisniku. Prilikom ovakvog tipa multipleksiranja dolazi do promene vremenske karakteristike pojedinačnih ulaznih signala dok frekventna karakteristika pojedinačnih ulaznih signala ostaje konstantna i za svaki ulazni signal ista. Odnosno, ovim tipom multipleksiranja je moguće kroz jedan frekventni opseg (kanal) omogućiti prenos većeg broja različitih signala koji imaju istu noseću frekvenciju. Različiti signali ulaze u multiplekser i iz njega izlazi kompleksni signal sa identičnom frekventnom vrednošću i propusnim opsegom i kao takav prenosi se do prijemne strane gde dolazi do obrnutog procesa, demultipleksiranja. WDM predstavlja proces stvaranja kompleksnog signala po principu raspodele talasne dužine. WDM kombinuje višestruke optičke TDM protoke podataka kroz optičko vlakno korišćenjem višestrukih talasnih dužina svetlosti. Svaki pojedinačni TDM protok podataka (data stream) nakon pretvaranja iz električnog u svetlosni oblik, se emituje putem individualnog lasera sa jedinstvenom talasnom dužinom svetlosti, koji se potom multipleksiraju u jedinstveni niz podataka. Sotobayashi i dr. [133] [134] 2002. su predložili i demonstrirali koncept fotoničnog *gateway*-a kojim bi se izvršila konverzija TDM signala u WDM signale i obrnuto, pomoću procesa generisanja superkontinuuuma. Kako bi se izvršila konverzija iz TDM u WDM, signal je najpre pojačan a potom dolazi do nelineranog širenja. Spektralne karakteristike generisanog superkontinuuuma u normalnom disperzivnom režimu (visoka koherentnost, ravan spektar, slične širine impulsa na različitim frekvencijama i relativne nezavisnosti spektra od karakteristika ulaznog signala) omogućile su generisanje niza nezavisnih kanala pomoću tzv. *spectral slicing* metoda. Svaki od kanala nosi istu sekvencu impulsa kao originalni signal. Potom se pomoću vremenskog pomeraja različitih kanala i korišćenjem optičkog *time gate*-a i odgovarajućeg RR informacije iz TDM-a smeštaju u novonastale WDM kanale. Iako je ovakav način konverzije TDM u WDM signal i obrnuto, ograničen na *return to zero* format, ovakvo rešenje pokazuje da su velike mogućnosti za upotrebu nelinearnog širenja spektra u oblasti obrade signala.



Sl.6.1.1 Poređenje TDM i WDM multipleksiranja signala.

Postoji još primera potencijalne primene superkontinuumu u oblasti optičkih telekomunikacija [96] [97]. Jedna od najznačajnijih primena superkontinuumu u oblasti optičkih telekomunikacija je dizajn višetalasnog izvora za WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) sisteme i u disertaciji će biti istražen upravo ovaj aspekt primene superkontinuumu. Višetalasni izvor za WDM sisteme baziran na generisanju superkontinuumu dobija se tako što se izlazni spektar superkontonuumu seče pomoću niza filtera (*spectral slicing*) i formira niz WDM kanala [96] [97] [143-146]. Pristup u formiranju SC izvora je predložen od strane Marioka i dr. [135] 1993. kada je pomoću ps impulsa sa RR reda GHz u DDF (Dispersion-decreasing fiber) vlaknu generisan WDM izvor. Nakon toga usledio je niz istraživanja na ovu temu [98] [136-146] i demonstriran je prenos podataka na velika rastojanja, preko 1000 km, koristeći SC kao izvor.

Osnovno ograničenje za upotrebu SC kao izvora u WDM sistemu jeste spektralno rastojanje između modova lasera u originalnom mode-locked laseru. U optičkom vlaknu sa normalnom disperzijom kaskadni nelinearni procesi koji dovode do širenja spektra čuvaju strukturu modova šupljine originalnog lasera. Takara je u istraživanjima [98] [136] [139] [140] [141] koristio upravo ovo svojstvo superkontinuum, pri čemu se u spektru superkontinuum formira tkz. *frequency comb* u kome rastojanje između pikova odgovara mode-locking frekvenciji lasera (izvor za generisanje SC). Svaki pik se posmatra kao potencijalni kanal za prenos podataka. U [98] Takara je ovim svojstvom SC generisao više od 1000 frekvencijskih kanala sa međusobnim rastojanjem od 12.5 GHz, između 1500 i 1600 nm. Na slici 6.1.2 dato je poređenje konfiguracije klasičnog izvora WDM sistema i SC izvora [142]. *Spectral slicing* spektra superkontinuum je demonstriran pomoću WDM demultiplexera.



**Sl.6.1.2** Konfiguracija klasičnog WDM izvora (levo) i superkontinuum WDM izvora (desno).

Superkontinuum pogodan za primenu u WDM sistemima, kao višetalasni izvor mora biti visoko koherentan, zbog čega je takođe pogodno generisati superkontinuum u normalnom disperzivnom režimu [96] [97]. Kao što je u prethodnim poglavljima disertacije navedeno, superkontinuum se najčešće generiše u PCF vlaknima pomoću femtosekund i pikosekund impulsa, u anomalnom disperzivnom režimu u blizini nulte disperzije vlakna (ZDW), u



kojem se postiže intenzivnije širenje spektra nego u normalnom disperzivnom režimu [13]. Mehanizmi za širenje spektra ovako generisanog superkontinuumu zasnivaju se na dinamici solitona, koji su izuzetno osetljivi na perturbacije ulaznog impulsa, zbog čega dobijeni spektar nije ravan a vremenski oblik impulsa ima velike varijacije u intenzitetu i fazi. Međutim, ovakav superkontinuum nije pogodan za primenu u telekomunikacijama s obzirom da je potrebna veća stabilnost i koherentnost superkontinuumu. Generisanjem superkontinuumu u normalnom disperzivnom režimu može se izbeći dinamika solitona, MI i uticaj perturbacija na stabilnost superkontinuumu. Pokazano je da je spektar superkontinuumu generisanog u normalnom disperzivnom režimu manje širine, ali veće stabilnosti i koherentnosti od superkontinuumu generisanog u anomalnom disperzivnom režimu konvencionalnih PCF vlakana [3] [13]. Generisani superkontinuum posledica je uglavnom samofazne modulacije i dobijeni spetar na izlazu vlakna je daleko stabilniji i veće koherentnosti od onog generisanog u anomalnom disperzivnom režimu. Primena samog superkontinuumu određuje pravac u kom treba istraživati njegove karakteristike u vremenskom i spektralnom domenu. Kada je reč o primeni u oblasti telekomunikacija, posebno u oblasti WDM sistema, potrebno je istražiti karakteristike medijuma, ulaznog signala i karakteristike generisanog superkontinuumu koji će pokriti talasne dužine u C i L opsegu, koji se koriste u WDM sistemima i koji će pritom biti koherentan. Stoga će u narednom delu disertacije biti objašnjen pojam koherentnosti i način na koji se ona određuje kada je reč o superkontinuumu. Intenzitet signala po WDM kanalu zavisi od spektralnog intenziteta superkontinuumu i filtera koji se koriste za odvajanje spektra superkontinuumu na WDM kanale.

Kako bi se generisao visoko koherentan spektar, širine približno kao u anomalnom disperzivnom režimu, koriste se PCF vlakna sa disperzivnim profilom koji se opisuje kao AND (*all normal dispersion*), tkz. ANDi PCF vlakna ( $\beta_2 > 0$ ). ANDi PCF vlakna dizajnirana su za generisanje superkontinuumu čiji je spektar ravan, visoko koherentan, bazirajući se na SPM efektu [87-90]. Međutim, dobijeni spektar na izlazu ovakvog ANDi PCF vlakna i dalje je ograničene širine, za ulazne impulse na talasnoj dužini 800 nm i 1064 nm. Promenom prečnika šupljina jezgra ovakvog PCF vlakna i promenom indeksa prelamanja medijuma, dobijen je spektar superkontinuumu koji je ravan, visoko koherentan i širok, pogodan za primenu u telekomunikacionim prozorima [93] [94] [95].

## 6.2. Koherentnost superkontinuuma

Osetljivost spektralnog širenja u procesu generisanja superkontinuuma na šum ulaznog impulsa određuje njegovu koherentnost i predstavlja značajnu karakteristiku superkontinuuma za različite primene. Koherentnost superkontinuuma se kvantifikuje preko funkcije koherentnosti prvog reda koju su uveli naučnici Dudley i Coen 2002 [104]. Ovaj način određivanja koherentnosti je najzastupljeniji u literaturi [104-107] i najčešće primenjivan zbog toga što je i eksperimentalno potvrđen. Termin prvog reda odnosi se na kvantifikovanje koherentnosti na jednoj frekvenciji između različitih realizacija spektra u ansamblu. Matematička formulacija koherentnosti prvog reda je [104]:

$$|g_{12}^{(1)}(\lambda, t_1 - t_2)| = \left| \frac{\langle E_1^*(\lambda, t_1) E_2(\lambda, t_2) \rangle}{\left[ \langle |E_1(\lambda, t_1)|^2 \rangle \langle |E_2(\lambda, t_2)|^2 \rangle \right]^{1/2}} \right| \quad (6.2.1)$$

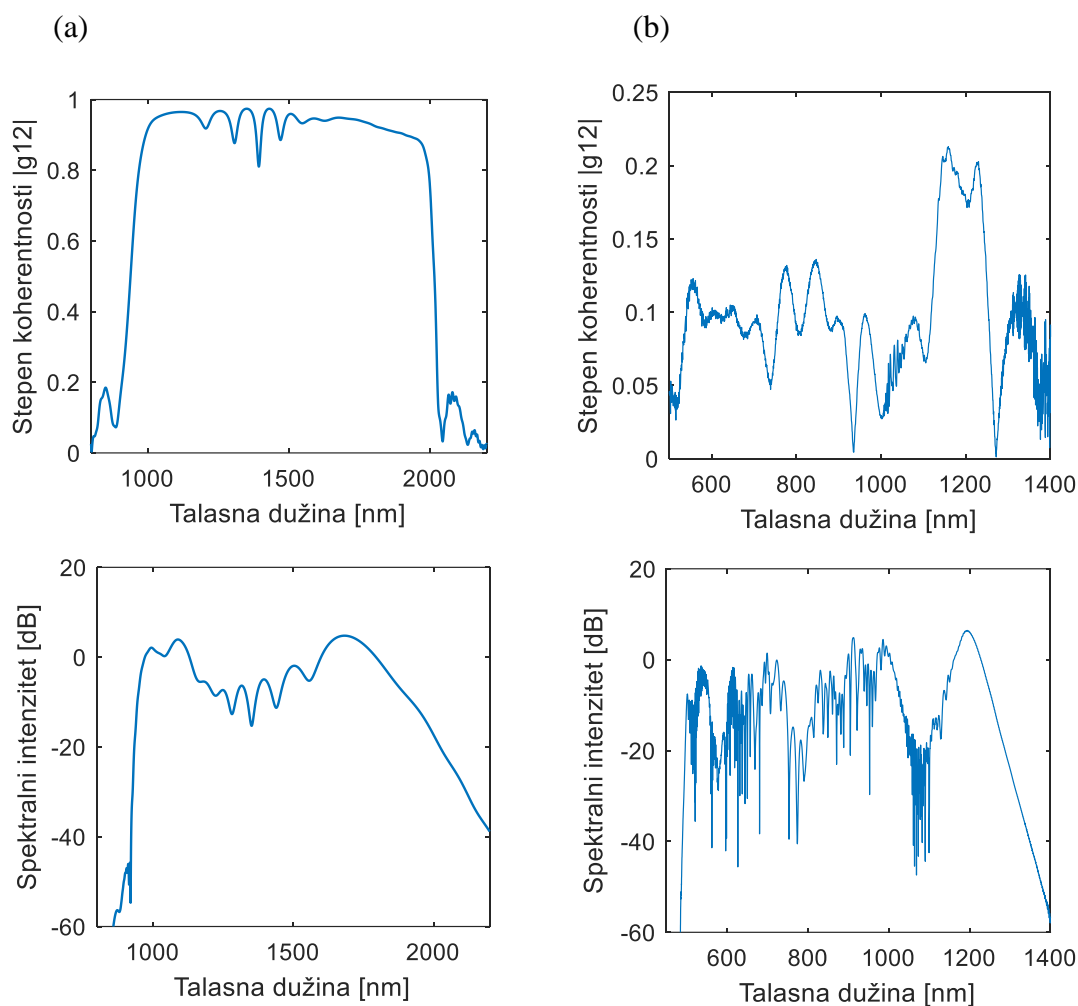
gde zagrade  $\langle \rangle$  označavaju usrednjavanje po ansamblu različitih parova spektra superkontinuuma  $[E_1(\lambda, t_1) E_2(\lambda, t_2)]$ . Da bi se pokazala zavisnost koherentnosti od talasne dužine uzima se da je  $t_1 = t_2$  i stepen koherentnosti se kreće u opsegu od 0 do 1, što odgovara slučaju kada nema koherentnosti, odnosno potpunoj koherentnosti, respektivno.

Još jedna značajna veličina je spektralno usrednjen stepen koherentnosti:

$$|g_{12}^{(1)}| = \left| \frac{\int_0^\infty |g_{12}^{(1)}(\lambda, 0)| |E(\lambda)|^2 d\lambda}{\int_0^\infty |E(\lambda)|^2 d\lambda} \right| \quad (6.2.2)$$

Pokazano je da koherentnost strogo zavisi od trajanja i talasne dužine ulaznog impulsa [104]. Takođe, pokazano je da je koherentnost spektra superkontinuuma u normalnom disperzivnom režimu veća od koherentnosti u anomalnom disperzivnom režimu, što se može videti sa slike 6.2.1 gde je uporedo prikazana koherentnost spektra superkontinuuma u anomalnom i normalnom disperzivnom režimu.

U disertaciji će koherentnost biti određena pomoću formule 6.2.1, za 200 simulacija, odnosno biće izvršeno usrednjavanje po ansamblu 100 nezavisnih parova spektra superkontinuuma u prisustvu šuma ulaznog signala.



**Sl.6.2.1** *Spektar superkontinuuuma (donji grafik) i stepen koherentnosti (gornji grafik) dobijen za impulse snage 10 kW, trajanja 30 fs sa referentnom talasnom dužinom 1300 nm (a) u normalnom disperzivnom režimu i (b) 835 nm u anomalnom disperzivnom režimu.*

Sa slike 6.2.1 može se zaključiti da je koherentnost u normalnom disperzivnom režimu, na referentnoj talasnoj dužini od 1300 nm, približno jednaka 1, odnosno da govorimo skoro o potpunoj koherentnosti dobijenog spektra superkontinuuuma, odnosno, da koherentnost u anomalnom disperzivnom režimu na referentnoj talasnoj dužini od 835 nm ima velike varijacije koherentnosti sa talasnom dužinom i stepen koherentnosti je skoro 4 puta manji u odnosu na vrednost dobijenu u normalnom disperzivnom režimu. Slični rezultati dobijaju se i kada se na ulaz vlakna dovede neki drugi tip impulsa, kao što je super-Gauss, sech itd. Generalno, u normalnom disperzivnom režimu dobija se spektar superkontinuuuma veće koherentnosti, odnosno mnogo veće stabilnosti u prisustvu šuma. Stoga će se za dalje

istraživanje superkontinuumu za primenu u WDM sistemima koristiti upravo ovo PCF vlakno sa referentnom talasnom dužinom od 1300 nm, u normalnom disperzivnom režimu, kojim se postiže visoka koherentnost i relativno ravan spektar, što ga čini pogodnim za navedenu primenu. U sledećem poglavlju disertacije biće uporedo analizirane karakteristike spektra superkontinuumu u prethodno navedenom PCF vlaknu i još dva PCF vlakna pogodna za generisanje superkontinuumu u C i L opsegu talasnih dužina.

### 6.3. SC izvor u WDM sistemima

U ovom poglavlju biće prikazane numeričke simulacije generisanja superkontinuumu za potencijalnu primenu, kao višetalasnog izvora WDM sistema. Za simulacije će biti korišćena različita PCF vlakna, pogodna za generisanje koherentnog i relativno ravnog spektra superkontinuumu na izlazu vlakna, u C (1530-1565 nm) i L (1565-1625 nm) opsegu talasnih dužina. U tabeli 6.3 dat je pregled parametara PCF vlakana korišćenih u simulaciji. Kao i u poglavlju 5, generisanje superkontinuumu biće modelovano GNLSE jednačinom, datom izrazom 5.2.1 a za rešavanje GNLSE jednačine koristi se SSFM opisan u poglavlju 3.

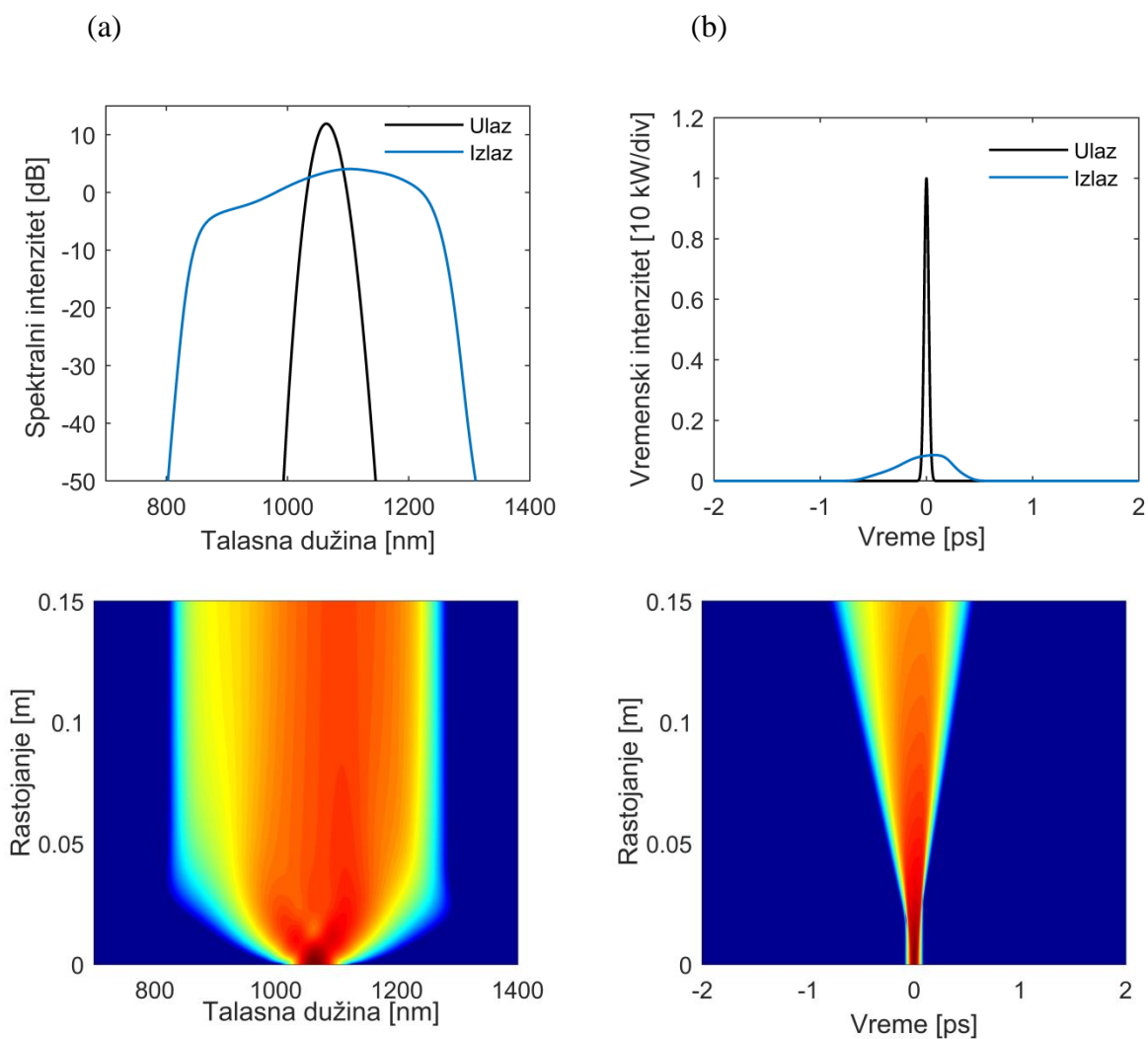
**Tabela 6.3** Disperzivni koeficijenti od drugog do četvrtog reda i nelinearni koeficijent različitih PCF vlakana, za različite vrednosti talasne dužine signala

Oznaka	Vrsta PCF vlakna	Ref. talasna dužina	$\beta$ disperzivni koeficijenti	$\gamma$ parametar nelinearnosti
PCF A	FAND PCF NL1050-NEG1	1064 nm	$\beta_2 = 1.02 \times 10^{-2} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ $\beta_3 = -4.37 \times 10^{-5} \text{ ps}^3 \text{ m}^{-1}$ $\beta_4 = 2.03 \times 10^{-7} \text{ ps}^4 \text{ m}^{-1}$	$0.037 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$
PCF B	Dopirano (ytterbium) vlakno FAND PCF [99]	1064 nm	$\beta_2 = 5.2494 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ $\beta_3 = 4.3701 \times 10^{-7} \text{ ps}^3 \text{ m}^{-1}$ $\beta_4 = 2.0343 \times 10^{-7} \text{ ps}^4 \text{ m}^{-1}$	$0.037 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$
PCF C	FAND PCF [86]	1300 nm	$\beta_2 = 0.05336 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$ $\beta_3 = 0.0041 \text{ ps}^3 \text{ km}^{-1}$ $\beta_4 = 6.632 \times 10^{-5} \text{ ps}^4 \text{ km}^{-1}$	$0.02111 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$

Najpre će biti razmatran superkontinuum generisan u vlaknu PCF A, odnosno u komercijalno dostupnom vlaknu NKT Photonics NL1050-NEG1. Ovo optičko vlakno odlikuje se uskim jezgrom, velikom nelinearnošću i ravnim, normalnim disperzivnim profilom u opsegu talasnih dužina 1000-1100 nm. U pitanju je SiO<sub>2</sub>FAND (*Flattened All-normal Dispersion*) PCF vlakno.

Na slici 6.3.1 (a) prikazan je spektar generisanog superkontinuumu duž optičkog vlakna (donji grafik) i spektar na izlazu PCF A optičkog vlakna (gornji grafik), dok je na slici 6.3.1 (b) prikazan vremenski oblik generisanog superkontinuumu, odnosno intenzitet impulsa. Na izlazu PCF A vlakna može se uočiti ravan spektar (0 dB u opsegu 980-1200 nm). Sa slike 6.3.1 (b) uočava se širenje impulsa u vremenu i značajno smanjenje snage signala na izlazu vlakna. S druge strane širina generisanog ravnog spektra od 0 dB doseže do 1200 nm, što ne pokriva C i L opseg, potreban za WDM primenu. Povećanjem dužine vlakna dobijaju se isti rezultati, kao na slici 6.3.1, za dužinu vlakna od 15 cm.

Kako je u prethodnom poglavlju pokazano da snaga ulaznog signala značajno utiče na generisanje superkontinuumu i širinu njegovog spektra na izlazu vlakna, ponovićemo prethodnu simulaciju, prikazanu na slici 6.3.1., sa istim parametrima i povećanjem snage sa 10kW na 100 kW. Izlazni spektar je sada u opsegu 690 do 1530 nm, što i dalje nije dovoljno za WDM primenu a potrebna snaga lasera je velika. Dobijeni rezultat poklapa se sa zaključcima izvedenim vezano za generisanje superkontinuumu u ANDi PCF vlaknima u normalnom disperzivnom režimu [87-90]. ANDi PCF vlakna su pogodna za generisanje superkontinuumu čiji je spektar ravan, visoko koherentan, bazirajući se na SPM efektu. Stoga će istraživanje superkontinuumu pogodnog za primenu u WDM sistemima biti nastavljeno u ANDi PCF tipu vlakna, sa fokusom na pronalaženju odgovarajućeg vlakna kojim će se dobiti ravan, koherentan spektar ali koji će pokrivati C i L opseg talasnih dužina.



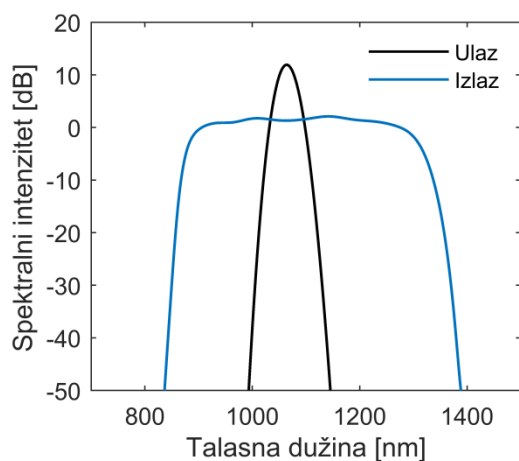
**Sl.6.3.1** Numerička simulacija generisanja superkontinuumu u PCF A vlaknu, na referentnoj talasnoj dužini  $\lambda=1064$  nm, kada se na ulaz vlakna dovede Gauss-ov impuls, 30 fs i vršne snage  $P_0=10$  kW: (a) gornji grafik - spektralni intenzitet na ulazu i izlazu vlakna, donji grafik - spektar sa promenom rastojanja u vlaknu; (b) gornji grafik - vremenski intenzitet na ulazu i izlazu vlakna, donji grafik - spektar u vremenskom domenu sa promenom rastojanja u vlaknu; PCF A:  $\lambda=1064$  nm,  $P_0=10$  kW,  $T_0=30$  fs;  $L=15$  cm.

Dalje se istražuje primena dizajniranog PCF vlakna [99] za generisanje relativno ravnog i visoko koherentnog supektrinuuma. U pitanju je visoko nelinearno (dopirano ytterbium) vlakno (HNL-PCF) sa FAND disperzijom. Na slici 6.3.2 (a) prikazan je spektar generisanog superkontinuumu duž optičkog vlakna (donji grafik) i spektar na izlazu PCF B optičkog vlakna (gornji grafik), dok je na slici 6.3.2 (b) prikazan vremenski oblik generisanog superkontinuumu, odnosno intenzitet impulsa. Prilikom simulacije koriste se isti ulazni

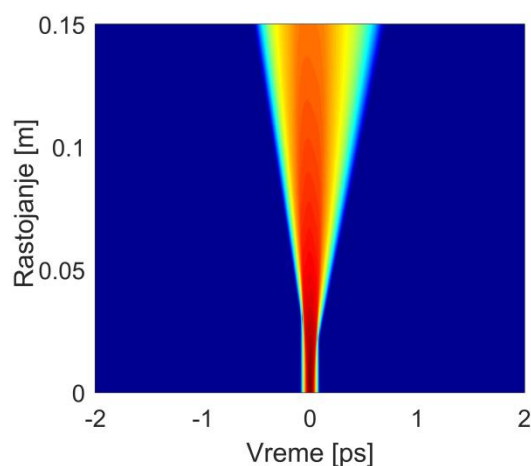
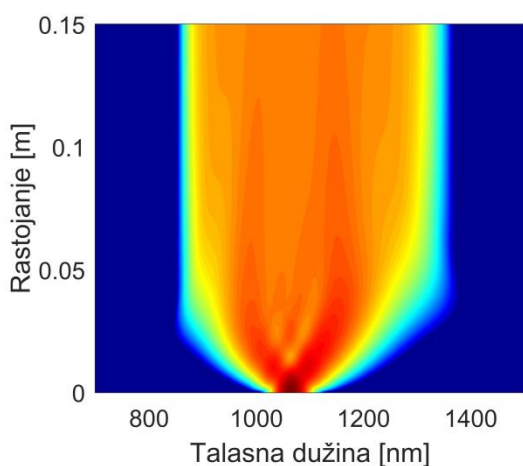
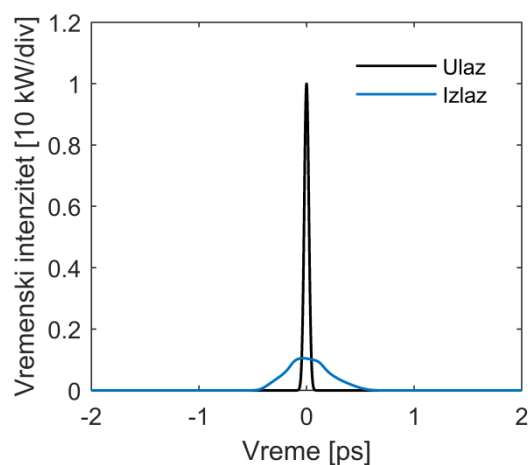
parametri kao i u PCF A vlaknu: na ulaz vlakna dovodi se Gauss-ov impuls trajanja 30 fs, vršne snage  $P_0=10$  kW, talasne dužine  $\lambda=1064$  nm. Dužina PCF B vlakna je 15 cm. Sa slike 6.3.2 može se uočiti da je na izlazu PCF B vlakna spektar ravniji nego kod PCF A, ali je širina spektra na 0 dB zanemarljivo veća.

Generisan spektar superkontinuum pomoću vlakna PCF A i PCF B doseže do nešto manje od 1400 nm talasne dužine, što ne pokriva C i L opseg. Iako su karakteristike dobijenog superkontinuum u skladu sa onim poželjnim, za primenu u WDM sistemima, dalje će biti istražena mogućnost generisanja superkontinuum istih ili sličnih karakteritika, ali tako da se dobijeni spektar prostire u C i L opsegu talasnih dužina. U daljem delu istraživanja biće korišćeno PCF vlakno C, predstavljeno u prethodnom poglavlju na slici 5.2.1 (b), a čije su karakteristike date u tabeli 6.3. Vlakno PCF C je SiO<sub>2</sub>PCF vlakno sa punim jezgrom, dizajnirano tako da ima ultra-ravnu hromatsku disperziju u opsegu od 1292 nm do 1555 nm koja iznosi  $0\pm 0.06138$  ps/(nm\*km). Dok su u poglavlju 5. ovog istraživanja, simulacije bile usmerene na izučavanje uticaja karakteristika ulaznog impulsa na superkontinuum, u ovom poglavlju je fokus na tome da se primenom dobijenih rezultata i saznanja u poglavlju 5. generiše supektrinum za primenu u WDM sistemima kao višetalsni izvor. Zaključak koji se može izvesti iz analiza u poglavlju 5 je da oblik ulaznog impulsa ne utiče značajno na širenje spektra superkontinuum, odnosno da se bez obzira na tip ulaznog impulsa najintenzivnije širenje spektra postiže u trećem optičkom prozoru. Međutim, u drugom optičkom prozoru za ulazni impuls oblika super-Gauss i cosh-Gauss dobija se najravniji spektar, a čija je širina opet zadovoljavajuća. Stoga, će sada biti uzeto u razmatranje generisanje superkontinuum u drugom optičkom prozoru, na 1300 nm, sa akcentom na dobijanju ravnog i koherentnog spektra superkontinuum, koji će potom biti upoređen sa superkontinuumom dobijenim pomoću PCF A i PCF B vlakna. Kako bi karakteristike dobijenog superkontinuum bile uporedive sa rezultatima dobijenim u vaknima PCF A i PCF B, uslovi prostiranja će biti isti, dužina vlakna je 15 cm a ulazni impuls Gauss-ov impuls, trajanja 30 fs i vršne snage  $P_0=10$  kW.

(a)

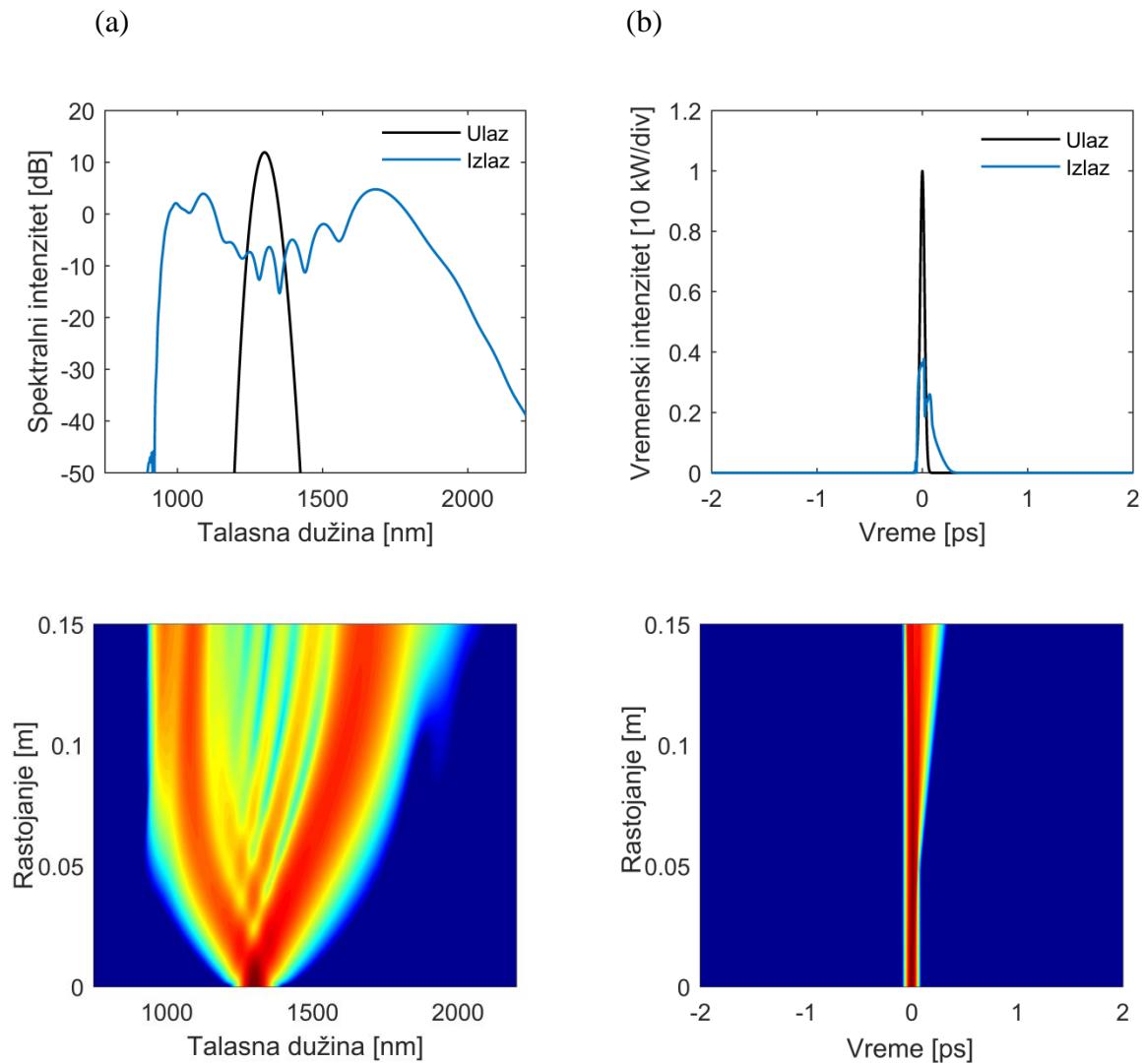


(b)



**SI.6.3.2** Numerička simulacija generisanja superkontinuuuma u PCF B vlaknu, na referentnoj talasnoj dužini  $\lambda=1064$  nm, kada se na ulaz vlakna dovede Gauss-ov impuls, 30 fs i vršne snage  $P_0=10$  kW: (a) gornji grafik - spektralni intenzitet na ulazu i izlazu vlakna, donji grafik - spektar sa promenom rastojanja u vlaknu; (b) gornji grafik - vremenski intenzitet na ulazu i izlazu vlakna, donji grafik - spektar u vremenskom domenu sa promenom rastojanja u vlaknu; PCF B:  $\lambda=1064$  nm,  $P_0=10$  kW,  $T_0=30$  fs;  $L=15$  cm.





**Sl.6.3.3** Numerička simulacija generisanja superkontinuuuma u PCF C vlaknu, na referentnoj talasnoj dužini  $\lambda=1300$  nm, kada se na ulaz vlakna dovede Gauss-ov impuls, 30 fs i vršne snage  $P_0=10$  kW: (a) gornji grafik - spektralni intenzitet na ulazu i izlazu vlakna, donji grafik - spektar sa promenom rastojanja u vlaknu; (b) gornji grafik - vremenski intenzitet na ulazu i izlazu vlakna, donji grafik - spektar u vremenskom domenu sa promenom rastojanja u vlaknu; PCF C:  $\lambda=1300$  nm,  $P_0=10$  kW,  $T_0=30$  fs;  $L=15$  cm.

Sa slike 6.3.3 može se uočiti karakteristika generisanog superkontinuumu u vremenskom i spektralnom domenu u PCF C vlaknu, kada se na ulaz vlakna dovede Gauss-ov oblik impulsa, identično kao u simulacijama u vlaknima PCF A i PCF C. Poredeći spektar SC u PCF A, PCF B i PCF C vlaknu, prikazanom na slikama 6.3.1, 6.3.2 i 6.3.3, respektivno, može se zaključiti da za primenu SC kao višetalasnog izvora u WDM sistemu PCF C vlakno daje na izlazu spektar koji pokriva opsege talasnih dužina koji se koriste u WDM sistemima (C i L opseg).

Kako bi se karakteristika superkontinuumu u PCF C vlaknu poboljšala, na ulaz vlakna dovode se različiti oblici impulsa (Gauss, super-Gauss, sech i super-sech) i razmatra se karakteristika dobijenog spektra na izlazu vlakna. U izrazima 6.3.1-6.3.4 date su matematičke formulacije različitog oblika impulsa: Gauss, super-Gauss, sech i super-sech, a na slici 6.3.4 i njihov grafički prikaz.

- Gauss-ov impuls

$$A(z, T) = A_0 \exp\left[-\frac{T^2}{2T_0^2}\right] \quad (6.3.1)$$

- Super-Gauss-ov impuls

$$A(z, T) = A_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right] \quad (6.3.2)$$

- Sech impuls

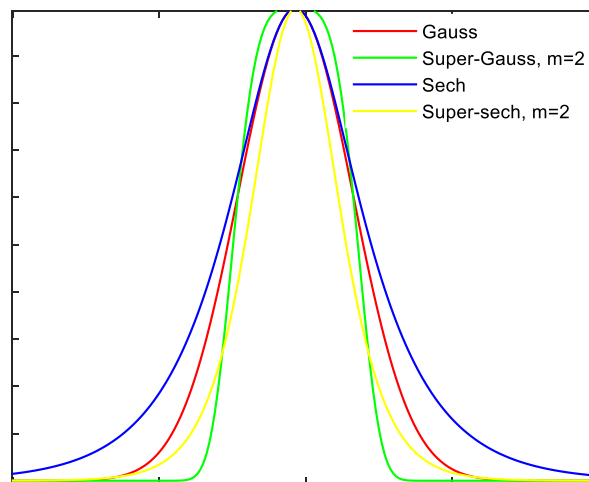
$$A(z, T) = A_0 \operatorname{sech}\left[\frac{T}{T_0}\right] \quad (6.3.3)$$

- Super-sech impuls

$$A(z, T) = A_0 \operatorname{sech}^m\left[\frac{T}{T_0}\right] \quad (6.3.4)$$

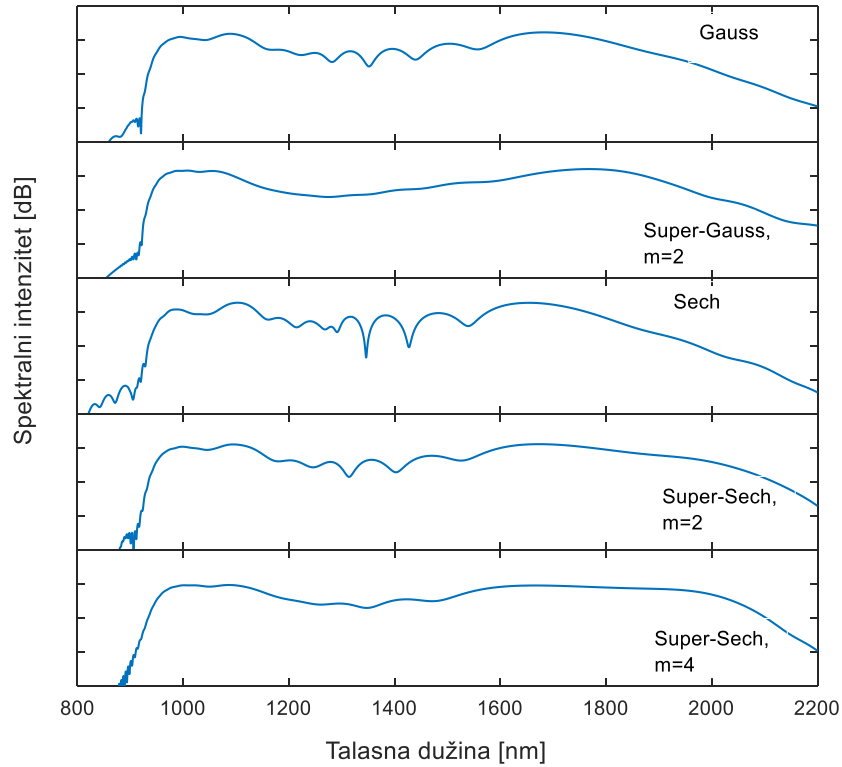
Na slici 6.3.5 prikazan je uporedo spektar superkontinuumu generisan u PCF C vlaknu za različite oblike ulaznog impulsa, sa istim ulaznim parametrima (trajanje impulsa je 30 fs a snaga 10 kW). Sa slike 6.3.5 može se uočiti da se za Gauss-ov i sech impuls dobija sličan spektar, dok se za super-Gaussov ( $m = 2$ ) dobija ravniji i nešto širi spektar nego za Gauss-ov

impuls. Za super-sech dobija se ravniji i širi spektar u odnosu na sech i Gauss, što je posebno izraženo za super-sech kada je njegov parametar  $m=4$ . Ukoliko sada na slici 6.3.6 uporedimo spektar superkontinuuma dobijenog za Gauss-ov impuls i spektar superkontinuuma za super-sech ( $m=4$ ) uočava se poboljšanje, odnosno spektar dobijen pomoću super-sech impulsa je širi i ravniji u opsegu od 1600 do 2000 nm, što je od interesa za primenu u WDM sistemima. Takođe, sa slike 6.3.7 uočava se da je koherentnost superkontinuuma generisanog u PCF C vlaknu veća kada se na ulaz vlakna dovede super-sech impuls nego kada je ulazni signal Gauss-ov impuls.

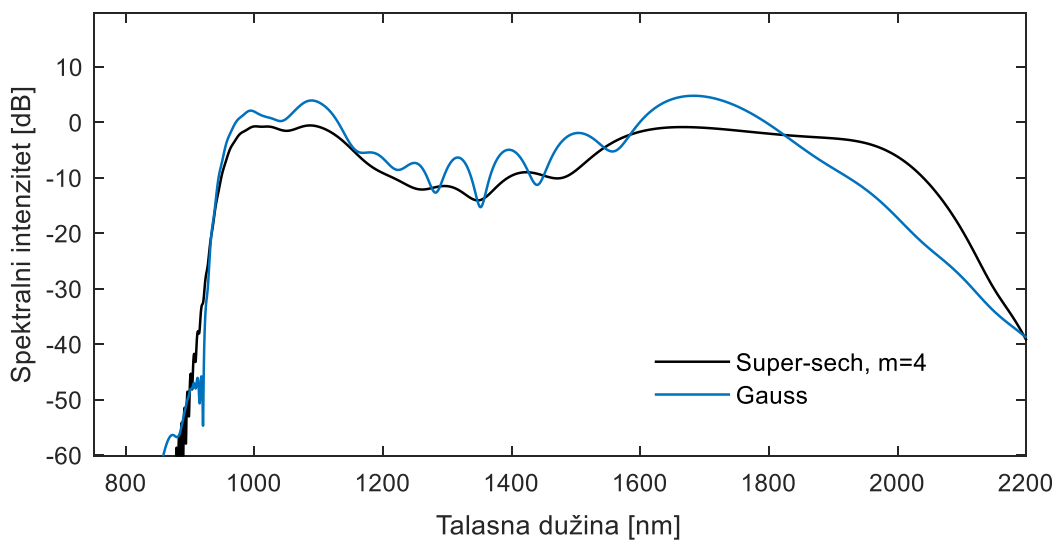


**Sl.6.3.4** Grafički prikaz vremenskog oblika Gauss, super-Gauss, sech i super-sech impulsa.

Ako se dobijeni rezultati u vlaknima PCF A, B i C (slika 6.3.1, 6.3.2 i 6.3.3) uporede, može se zaključiti da se u vlaknima PCF A i PCF B dobija ravniji spektar nego što je to slučaj sa PCF C vlaknom. Međutim, PCF C vlakno na izlazu daje relativno ravan spektar superkontinuuma koji se prostire od 1000 do 2000 nm, što ga čini pogodnijim za konkretnu primenu u WDM sistemima. Takođe, uzimajući u obzir koherentnost superkontinuuma, sa grafika 6.3.7. uočava se da je koherentnost superkontinuuma generisanog u vlaknu PCF C približno jednaka jedinici u ovom opsegu talasnih dužina, pokazujući njegovu veliku stabilnost. Stepen koherentnosti određen je na osnovu izraza 6.2.1, za 200 simulacija, kada se na ulazni signal dodaje slučajni šum. Na osnovu dobijenog rezultata može se zaključiti da je koherentnost spektra superkontinuuma velika, što ga pored ravne karakteristike čini pogodnim za primenu u WDM sistemima, kao višetalasni izvor.

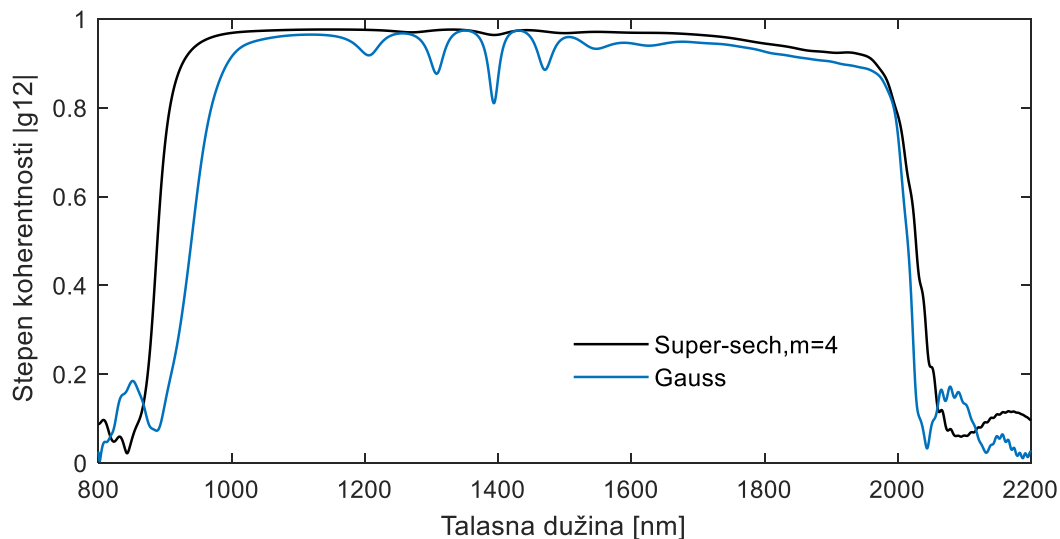


**SI.6.3.5** Numerička simulacija generisanja superkontinuuuma u PCF C vlaknu, na referentnoj talasnoj dužini  $\lambda=1300$  nm, kada se na ulaz vlakna dovede različit tip impulsa, 30 fs i vršne snage  $P_0=10$  kW.

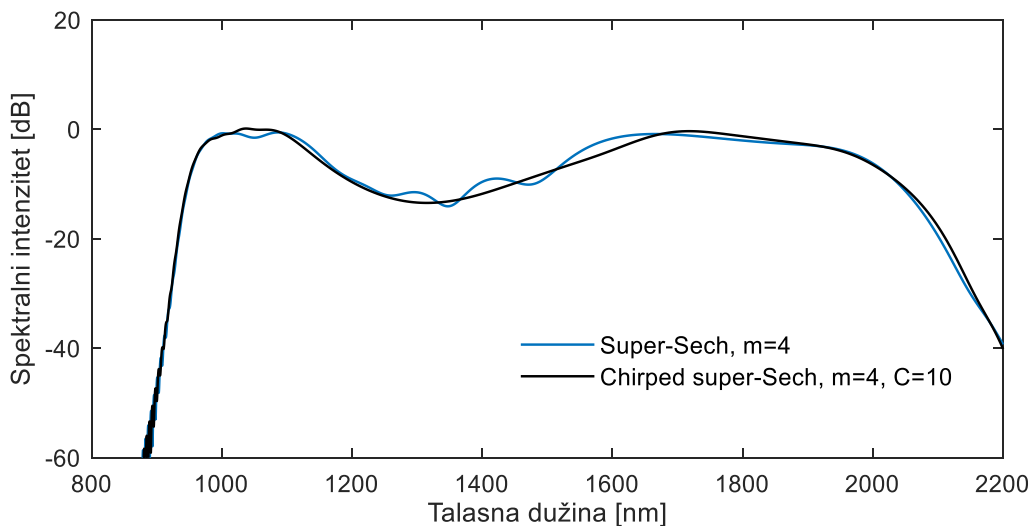


**SI.6.3.6** Numerička simulacija generisanja superkontinuuuma u PCF C vlaknu, na referentnoj talasnoj dužini  $\lambda=1300$  nm, kada se na ulaz vlakna dovede Gauss-ov, odnosno super-sech impuls.

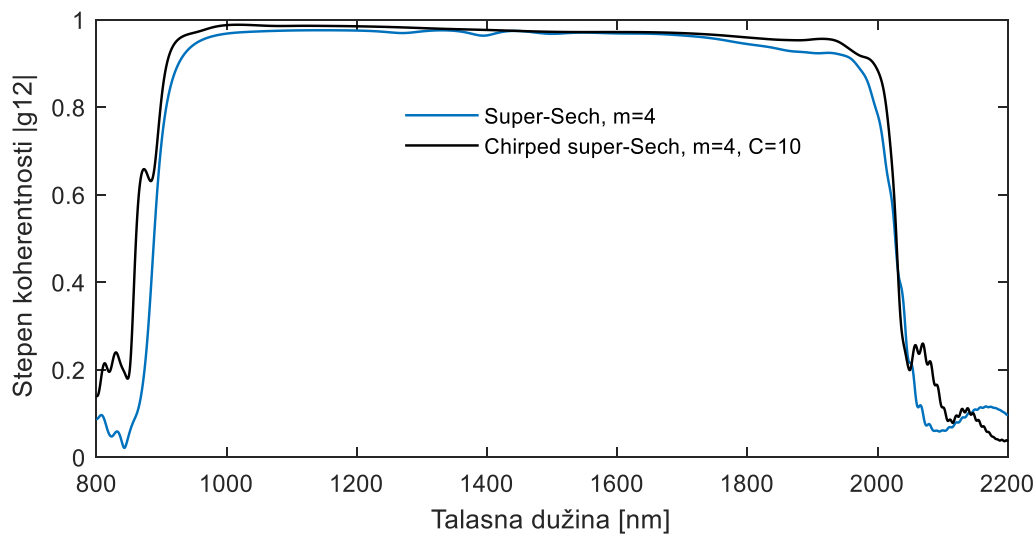
Kako bi se dalje unapredile karakteristike spektra superkontinuumu super-sech impulsa, uvodi se ulazni frekvencijski čirp. Kao što je u poglavlju 5.2.2 pokazano, čirpovanje ulaznog signala može uticati na karakteristike spektra superkontinuumu, u kontekstu širenja frekvencijskog opsega spektra, u anomalnom disperzivnom režimu, odnosno zaravnjenja spektra u normalnom disperzivnom režimu. Na slici 6.3.8 prikazan je spektar na izlazu PCF C vlakna, kada se na ulaz vlakna dovodi super-sech i čirpovan super-sech impuls, pri čemu su parametri ulaznog signala identični. Dok je na slici 6.3.9 prikazan stepen koherentnosti za spektar superkontinuumu prikazan na slici 6.3.8. Može se zaključiti da je u oblasti talasnih dužina od 1200 nm do 1600 nm došlo do zaravnjenja krive spektra sa uvođenjem frekvencijskog čirpa ulaznog signala i time se dalje unapredila karakteristika spektra ovako generisanog superkontinuumu za primenu u WDM sistemima. Takođe, dolazi i do blagog povećanja stepena koherentnosti spektra, što se može uočiti sa slike 6.3.9.



**Sl.6.3.7** *Stepen koherentnosti superkontinuumu generisanog super-sech ( $m=4$ ) i Gauss impulsom u PCF C vlaknu.*



**Sl.6.3.8** Numerička simulacija generisanja superkontinuuuma u PCF C vlaknu, na referentnoj talasnoj dužini  $\lambda=1300$  nm, kada se na ulaz vlakna dovede super-sech impuls i čirpovan super-sech impuls za  $m=4$  i  $C=10$ .



**Sl.6.3.9** Stepen koherentnosti superkontinuuuma generisanog super-sech impulsom i čirpovanim super-sech impulsom, za  $m=4$  i  $C=10$  u PCF C vlaknu.

Za dizajn SC izvora u WDM sistemu, koji se bazira na tkz. spectral slicing-u, bitno je da generisani spektar obuhvata talasne dužine C (1530-1565 nm) i L (1565-1625 nm) opsega, koji se koriste u WDM sistemima. Poređenjem rezultata prikazanih na sl. 6.3.1, 6.3.2 i 6.3.3,

odnosno poređenjem spektra SC PCF vlakna A, B i C, respektivno, može se zaključiti da je ovaj zahtev ispunjen kada je SC generisan u PCF C optičkom vlaknu. Stoga je dalja analiza spektra SC bila fokusirana na generisanje SC u PCF C vlaknu. Druga poželjna karakteristika SC WDM izvora je da dobijeni SC spektar bude ravan, kako bi se nakon sečenja spektra (filterom ili demultiplekserom) dobili kanali iste snage. Pokazalo se da oblik ulaznog impulsa značajno utiče na zaravnjenje spektra. Sa slike 6.3.6 poređenjem spektra superkontinuumu dobijenog za Gauss-ov impuls i spektra superkontinuumu za super-sech ( $m=4$ ) uočava se poboljšanje, odnosno spektar dobijen pomoću super-sech impulsa je širi i ravniji u opsegu od 1600 do 2000 nm, što je od interesa za primenu u WDM sistemima. Daljim uvođenjem frekvencijskog čirpa, odnosno generisanjem SC pomoću čirpovanog super-sech impulsa dobija se još ravniji spektar. Još jedan zahtev koji SC izvor mora ispuniti kako bi se mogao primeniti kao izvor u WDM sistemima jeste visoka koherentnost spektra, što je ispunjeno generisanjem SC u PCF C vlaknu. Zadovoljavajući rezultati, u smislu širine i oblika spektra, postižu se i za super-Gauss impuls (slika 6.3.5).

Na ovaj način je za SC izvor izabrano PCF C vlakno dužine 15 cm, kada se na ulaz vlakna dovede super-sech impuls, čirpovan super-sech impuls ili super-Gauss impuls, a kao rezultat dobija se relativno ravan spektar visoke koherentnosti (stepen koherentnosti približno jednak 1), koji pokriva C i L opseg WDM sistema. Dobijeni spektar se potom dovodi na filter ili demultiplekser (slika 6.2) i dobija se niz pojedinačnih izvora različitih talasnih dužina koji se mogu koristiti u WDM sistemu.

## 7. ZAKLJUČAK

U ovom poglavlju dat je kratak pregled rezultata izloženih u disertaciji i predlog za dalja istraživanja superkontinuumu:

- Pokazano je da se širenja spektra SC povećava sa povećanjem rastojanja u PCF vlaknu. Kao optimum za dalji tok istraživanja određena je dužina PCF vlakna od 15 cm.
- Uporednom analizom širenja spektra superkontinuumu u prvom, drugom i trećem optičkom prozoru na referentnim talasnim dužinama od 835, 1300 i 1550 nm, respektivno, došlo se do rezultata da je širenje spektra u prvom prozoru oko 700 nm, u drugom 900 nm a najintenzivnije širenje spektra postignuto je u trećem prozoru od 1200 nm. Pritom, razmatrano je generisanje superkontinuumu za iste parametre ulaznog impulsa (snaga, oblik i trajanje impulsa), a korišćena su dva tipa PCF vlakna dužine 15 cm sa nultom disperzijom na talasnoj dužini bliskoj referentnoj talasnoj dužini ulaznog signala.
- Analizirani su procesi odgovorni za širenje spektra u različitim optičkim prozorima i različitim disperzivnim režimima. U prvom optičkom prozoru, u anomalnom disperzivnom režimu, dominantni nelinearni procesi su fisija solitona, Raman SFS, generisanje disperzivnih talasa. U drugom i trećem optičkom prozoru, u normalnom disperzivnom režimu, dominantni su efekti samofazne modulacije i mešanja četiri talasa.
- Analizom uticaja snage ulaznog signala na širenje spektra superkontinuumu došlo se do zaključka da sa povećanjem snage signala širenje spektra postaje intenzivnije, što je posledica zavisnosti indeksa prelamanja materijala od intenziteta signala. Kao optimalna vrednost snage signala za dalje analize superkontinuumu izabrana je snaga od 10 kW.



- Uvođenjem različitog oblika impulsa (Gauss, super-Gauss, cosh-Gauss) u proces generisanja superkontinuumu došlo se do zaključka da postoji značajan uticaj na spektar superkontinuumu. Dobijeni rezultati u prvom optičkom prozoru pokazuju da se nešto veće širenje spektra postiže za super-Gauss ( $m=2$ ) i cosh-Gauss tip impulsa u odnosu na najčešće korišćen Gauss tip impulsa, dok promena u dinamici i obliku spektra nije uočena. S druge strane, u drugom i trećem optičkom prozoru uočen je značajan uticaj tipa ulaznog impulsa na oblik, odnosno zaravnjenje krive spektra superkontinuumu, dok nije bilo uticaja na povećanje opsega talasnih dužina koje obuhvata izlazni spektar. Najznačajniji rezultat koji je postignut jeste zaravnjenje spektra superkontinuumu u drugom optičkom prozoru za ulazne impulse oblika super-Gauss and cosh-Gauss.
- Pokazano je da čirpovanje ulaznog signala utiče na poboljšanje spektra u kontekstu zaravnjenja spektra u normalnom disperzivnom režimu, odnosno na povećanje opsega talasnih dužina izlaznog spektra superkontinuumu u anomalnom disperzivnom režimu.
- Posebno je značajan rezultat uticaja čirpa na postizanje ravnog spektra u širokom opsegu talasnih dužina. Konkretno, najbolji rezultat dobijen je u drugom optičkom prozoru, gde se sa povećanjem vrednosti čirp parametra poboljšava kriva spektra, tkz. *flatness* spektra.
- Dat je kratak osvrt na verovatnoću raspodele ekstremnih događaja, odnosno RW talasa u SC generisanom u anomalnom disperzivnom režimu. Zaključeno je da čirp ne utiče značajno na pojavu RW, već se njegov uticaj manifestuje na događaje manjeg i srednjeg intenziteta, ispod praga  $I_s$ . Takođe, došlo se do zaključka da uvođenje ulaznog šuma ne utiče na raspodelu ekstremnih događaja, pre svega jer je zapravo modulaciona nestabilnost glavni faktor koji utiče na formiranje ekstremnih događaja, a uključivanje šuma i čirpa ne utiče značajno na pojavu ekstremnih događaja. Pokazano je da ipak postoji suptilna zavisnost između broja RW talasa i njihovih karakteristika i ulaznog čirpa, od vrednosti izabranog praga.

- Poredeći koherentnost spektra u anomalnom i normalnom disperzivnom režimu, pokazano je da je koherentnost spektra superkontinuumu veća (skoro savršena) u normalnom disperzivnom režimu, na referentnoj talasnoj dužini od 1300 nm (drugi optički prozor). Na ovaj način određeno je da je za primenu superkontinuumu u WDM sistemima najbolje generisati superkontinuum u vlaknu sa normalnom disperzijom, bliskoj nultoj disperziji, jer se dobija spektar visoke koherentnosti, odnosno stabilnosti u prisustvu šuma.
- U daljem delu disertacije analizirane su tri glavne karakteristike spektra superkontinuumu, značajne za njegovu primenu u WDM sistemima kao višetalasni izvor:
  - Potrebno je da širina spektra superkontinuumu obuhvata talasne dužine C (1530-1565 nm) i L (1565-1625 nm) opsega, koji se koriste u WDM sistemima.
  - Kako bi se obezbedila jednaka snaga signala u svim kanalima WDM-a poželjno je da spektralna snaga superkontinuumu bude ujednačena u C i L opsegu talasnih dužina.
  - SC kao WDM izvor mora biti stabilan u prisustvu šuma, odnosno mora imati visok stepen koherentnosti (u idealnom slučaju jednak jedinici).

Na osnovu simulacija SC u tri PCF vlakna sa normalnom disperzijom (FAND PCF), visoke nelinearnosti sa ravnim, normalnim disperzivnim profilom, različitih vrednosti disperzivnih i nelinearnih koeficijenata, može se zaključiti da se u prvom i drugom PCF vlaknu (komercijalno dostupno NL1050-NEG1 i dizajnirano dopirano vlakno FAND PCF [99]) dobija skoro savršeno ravan spektar superkontinuumu, ali koji ne pokriva C i L opseg. U trećem PCF vlaknu, dizajniranom za primenu na telekomunikacionim talasnim dužinama FAND PCF [86], dobija se relativno ravan spektar superkontinuumu u C i L opsegu, što ga čini najoptimalnijim za primenu SC kao WDM izvora.

- Karakteristike SC generisanog u FAND PCF vlaknu [86] dalje su unapređene u kontekstu koherentnosti i što uniformnije raspodele snage signala po različitim WDM kanalima. Izveden je zaključak da se za ulazni tip impulsa super-sech dobijaju mnogo bolje karakteristike spektra nego kada se koristi

Gauss impuls, najčešće prisutan u literaturi i istraživanjima. Poređenjem spektra superkontinuumu dobijenog za Gauss-ov impuls i spektra superkontinuumu za super-sech ( $m=4$ ) uočava se poboljšanje, odnosno spektar dobijen pomoću super-sech impulsa je širi i ravniji u opsegu od 1600 do 2000 nm, što je od interesa za primenu u WDM sistemima.

- Uvođenjem ulaznog frekvencijskog čirpa, odnosno generisanjem SC pomoću čirpovanog super-sech impulsa dobija se još ravniji spektar.
- Konačno, predložen je model SC izvora za WDM sisteme sledeće konfiguracije- Generisanje SC u FAND PCF vlaknu [86], dužine 15 cm, kada se na ulaz vlakna dovede super-sech impuls, čirpovan super-sech impuls ili super-Gauss impuls, a kao rezultat dobija se relativno ravan spektar visoke koherentnosti, koji pokriva C i L opseg WDM sistema.

Rezultati dobijeni u ovoj disertaciji mogu biti korisni pri dizajniranju SC izvora koji se može primeniti u različitim sistemima i različitim naučnim oblastima.

Predlog za dalji rad i poboljšanje predloženog modela jeste povećanje spektralne snage SC i postizanje istih ili boljih rezultata sa manjom dužinom PCF vlakna.

## LITERATURA

- [1] R. R. Alfano, and S. L. Shapiro, 1970a, “Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass”, *Phys. Rev. Lett.* vol. 24, pp. 584–587.
- [2] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics 5<sup>th</sup> edition*, Academic Press, 2012.
- [3] J. M. Dudley, J. R. Taylor, *Supercontinuum Generation in Optical Fibers*, Cambridge University Press, New York, 2010.
- [4] H. Ebendorff-Heidepriem, K. Furusawa, D. R. Richardson, T. M. Monro, *Fundamentals and applications of silica and non-silica holey fibres*, Proc. SPIE, Photonics West, San Jose, 2004.
- [5] V. Finazzi, T. M. Monro, D. J. Richardson, “Small core silica holey fibres: nonlinearity and confinement loss trade-off”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 7, 2003, pp. 1427-1436.
- [6] F. Poli, A. Cucinotta, S. Seller, *Photonic crystal fibres: properties and applications*, Dordrecht: Springer, 2007.
- [7] S. Bhadra, A. Ghatak, *Guided wave optics and photonic devices*, CRC Press, 2017.
- [8] C. C. Davi, T. E. Murphy, “Fiber-Optic Communications”, *IEEE Signal Process.* Vol. 28, 2011, pp. 147-150.
- [9] J. M. Senior, *Optical fiber communications – Principles and practices*, Financial Times/Prentice Hall, 2009.
- [10] W. H. Reeves, J. C. Knight, P. S. J. Russell, P. J. Roberts, “Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers”, *Opt. Express*, vol. 10, 2002, pp. 609-613.
- [11] A. Hasegawa, F. Tappert, “Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion”, *Appl. Phys. Lett.* Vol 23, 1973, pp. 142-144.
- [12] A. V. Husakou, J. Herrmann, “Supercontinuum generation, four wave mixing, and fission of higher-order solitons in photonic crystal fibres”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, 2002, pp. 2171–2182.
- [13] J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber”, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 78, 2006, pp. 1135–1184.

- [14] L. Yin, Q. Lin, G.P. Agrawal, “Soliton fission and supercontinuum generation in silicon waveguides”, *Opt. Lett.* vol. 32, 2007, pp. 391–393.
- [15] R. G. Smith, “Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering”, *Applied Optics*, Vol. 11, Issue 11, 1972, pp. 2489-2494.
- [16] A. Hasegawa, M. Matsumoto, *Optical Solitons in Fibers*, Springer, New York, 2002.
- [17] Yu. S. Kivshar, G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*, Academic, Boston, 2003.
- [18] J. P. Gordon, L. F. Mollenauer, *Solitons in Optical Fibers, Fundamentals and Applications*, Academic, Boston, 2006.
- [19] S. Roy, S. K. Bhadra, G. P. Agrawal, “Dispersive waves emitted by solitons perturbed by third-order dispersion inside optical fibers”, *Phys. Rev. A* vol. 79, 2009, 023824.
- [20] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics 5<sup>th</sup> edition*, Academic Press, 2012.
- [21] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Second Edition)*, Princeton University Press, 2008.
- [22] F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri, *Photonic Crystal Fibers: Properties and Applications*, Springer, 2007.
- [23] Z. Frederic, R. Gilles, N. Andre, *Foundations of Photonic Crystal Fibres*, World Scientific, 2005.
- [24] D. J. Giovanni, S. K. Das, L. L. Blyler, W. White, R. Boncek, “Design of optical fibers for communication systems”, *Optical Fiber Telecommunications, IVA*, Academic Press, 2002, pp. 17–79.
- [25] D. J. Richardson, T. M. Monro, W. Belardi, K. Furusawa, “Holey fibers: new possibilities for guiding and manipulating light”, *Proc. IEEE/LEOS Workshop on Fiber and Optical Passive Components*, 2002, pp. 169–175.
- [26] Y. S. Kivshar, G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibres to Photonic Crystals*, Academic Press, San Diego, 2003.
- [27] F. Poletti, M. N. Petrovich, D. J. Richardson, “Hollow-core photonic bandgap fibers: technology and applications”, *Nanophotonics*, 2013, pp. 315–340.

- [28] D. G. Ouzounov, F. R. Ahmad, D. Müller, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, M. G. Thomas, J. Silcox, K. W. Koch, A. L. Gaeta, "Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic bandgap fibers", *Science*, vol. 301, 2003, pp. 1702–1704.
- [29] C. J. S. de Matos, J. R. Taylor, T. P. Hansen, K. P. Hansen, J. Broeng, "All-fiber chirped pulse amplification using highly-dispersive air-core photonic bandgap fiber," *Optics Express*, vol. 11, 2003, pp. 2832–2837.
- [30] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, "All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in airguiding photonic bandgap fiber", *Optics Express*, vol. 11, 2003, pp. 3332–3337.
- [31] C. J. S. de Matos, J. R. Taylor, "Chirped pulse Raman amplification with compression in air-core photonic bandgap fiber", *Optics Express*, vol. 13, 2005, pp. 2828–2834.
- [32] S. Sharma, J. Kumar, "Solid core photonic crystal fiber for supercontinuum generation", 2013 International Conference on Microwave and Photonics (ICMAP), Dhanbad, 2013, pp. 1-4.
- [33] J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber", *Rev. Mod. Phys.* vol 78, 2006, pp. 1135-1184.
- [34] A. Apolonski, B. Povazay, A. Unterhuber, W. Drexler, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, P. St. J. Russell, "Spectral shaping of supercontinuum in a cobweb photonic-crystal fiber with sub-20-fs pulses", *Journal of Optical Society of America B*, vol. 19, 2002, pp. 2165–2170.
- [35] R. R. Alfano, S. L. Shapiro, "Observation of selfphase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses," *Phys. Rev. Lett.* vol. 24, 1970, pp. 592–594.
- [36] B. P. Stoicheff, "Characteristics of stimulated Raman radiation generated by coherent light," *Phys. Lett.* 7, 1963, pp. 186–188.
- [37] W. J. Jones, B. P. Stoicheff, "Inverse Raman spectra: Induced absorption at optical frequencies," *Phys. Rev. Lett.* vol. 13, 1964, pp. 657–659.
- [38] R. G. Brewer, "Frequency shifts in self-focused light," *Phys. Rev. Lett.* vol. 19, 1967, pp. 8–10.
- [39] J. T. Manassah, P. P. Ho, A. Katz, R. R. Alfano, "Ultrafast supercontinuum laser source," *Photonics Spectra*, vol. 18, 1984, pp. 53–59.

- [40] J. T. Manassah, R. R. Alfano, M. Mustafa, "Spectral distribution of an ultrafast supercontinuum laser source", *Phys. Lett.* 107A, 1985, pp. 305–309.
- [41] C. Lin, R. H. Stolen, "New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy", *Appl. Phys. Lett.* vol. 28, 1976, pp. 216–218.
- [42] P. L. Baldeck, R. R. Alfano, "Intensity effects on the stimulated four photon spectra generated by picosecond pulses in optical fibers", *J. Lightwave Technol.*, vol. 5, 1987, pp. 1712-1715.
- [43] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, H. P. Weber, "Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, 1987, pp. 1938-1946.
- [44] M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, D. S. Chemla, "Femtosecond distributed soliton spectrum in fibers", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, 1989, pp. 1149-1158.
- [45] I. Ilev, H. Kumagai, K. Toyoda and I. Koprnikov, "Highly efficient wideband continuum generation in a single-mode optical fiber by powerful broadband laser pumping", *Appl. Opt.*, vol. 35, 1996, pp. 2548-2553.
- [46] A. Hasegawa, F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion," *Appl. Phys. Lett.* vol. 23, , 1973, pp. 142–144.
- [47] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers", *Phys. Rev. Lett.* vol. 45, 1980, pp. 1095–1098.
- [48] J. P. Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift", *Opt. Lett.* vol. 11, 1986, pp. 662–664.
- [49] F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer, "Discovery of the soliton self-frequency shift", *Opt. Lett.* vol. 11, 1986, pp. 659–661.
- [50] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, H. H. Chen, "Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers", *Opt. Lett.* vol. 11, 1986, pp. 464–466.
- [51] M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, D. S. Chemla, "Broad bandwidths from frequency-shifting solitons in fibers", *Opt. Lett.* vol. 14, 1989, pp. 370–372.

- [52] Islam, M. N., G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, and D. S. Chemla, “Femtosecond distributed soliton spectrum in fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 6, 1989, pp. 1149–1158.
- [53] M. Nakazawa, K. Suzuki, H. Kubota, H. A. Haus, “High-order solitons and the modulational instability”, *Phys. Rev. A* vol. 39, 1989, pp. 5768–5776.
- [54] T. Morioka, K. Mori, M. Saruwatari, “More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibres”, *Electron. Lett.* vol. 29, 1993, pp. 862–864.
- [55] T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori, M. Saruwatari, “Nearly penalty-free, < 4 ps supercontinuum Gbit/s pulse generation over 1535–1560 nm”, *Electron. Lett.* vol. 30, 1993, pp. 790–791.
- [56] T. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi, M. Saruwatari, “Multi-WDM channel, Gbit/s pulse generation from a single laser source utilizing LD-pumped supercontinuum in optical fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, 1994, pp. 365-368.
- [57] T. Morioka, K. Uchiyama, S. Kawanishi, S. Suzuki and M. Saruwatari, “Multiwavelength picosecond pulse source with low jitter and high optical frequency stability based on 200 nm supercontinuum filtering”, *Electron. Lett.*, vol. 31, 1995, pp. 1064-1066.
- [58] S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, I. Shake, O. Kamatani and H. Takahashi, “1.4 Tbit/s (200 Gbit/s  $\times$  7 ch) 50 km optical transmission experiment”, *Electron. Lett.*, vol. 33, 1997, pp. 1716-1717.
- [59] E. A. Golovchenko, P. V. Mamyshev, A. N. Pilipetskii, E. M. Dianov, “Mutual influence of the parametric effects and stimulated Raman scattering in optical fibers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, 1990, pp. 1815-1820.
- [60] J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz, “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm”, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 1999.
- [61] J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz, “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm”, *Opt. Lett.* vol. 25, 2000, pp. 25-27.
- [62] W. Wadsworth, J. Knight, A. Ortigosa-Blanch, J. Arriaga, E. Silvestre, P. S. J. Russell, “Soliton effects in photonic crystal fibres at 850 nm”, *Electron. Lett.* vol. 36, 2000, pp. 53-55.



- [63] A. V. Husakou, J. Herrmann, “Supercontinuum generation of higherorder solitons by fission in photonic crystal fibers”, *Phys. Rev. Lett.* vol. 87(20), 2001, pp. 203901–1–4.
- [64] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, P. S. J. Russell, “Pulse breaking and supercontinuum generation with 200-fs pump pulses in photonic crystal fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 19(11), 2002, pp. 2567 – 2572.
- [65] A. V. Gorbach, D. V. Skryabin, J. M. Stone, J. C. Knight, “Four-wave mixing of solitons with radiation and quasi-nondispersive wave packets at the short-wavelength edge of a supercontinuum”, *Opt. Express* vol. 14(21), 2006, pp. 9854–9863.
- [66] J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, G. Korn, “Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers”, *Phys. Rev. Lett.* vol. 88(17), 2002, pp. 173901–1–4.
- [67] S. Coen, A. Hing Lun Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, “Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 19(4), 2002, pp. 753–764 .
- [68] C. Xiong, A. Witkowska, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, “Enhanced visible continuum generation from a microchip 1064 nm laser”, *Opt. Express* vol. 14(13), 2006, pp. 6188–6193.
- [69] S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, “White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber”, *Opt. Lett.* vol. 26(17), 2001, pp. 1356–1358.
- [70] T. Schreiber, J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann, K. P. Hansen, “High average power supercontinuum generation in photonic crystal fibers”, *Opt. Commun.* vol. 228, 2003, pp. 71–78.
- [71] J. Price, W. Belardi, T. Monro, A. Malinowski, A. Piper, D. Richardson, “Soliton transmission and supercontinuum generation in holey fiber, using a diode pumped Ytterbium fiber source”, *Opt. Express* vol. 10(8), 2002, pp. 382–387.
- [72] L. Provino, J. Dudley, H. Maillotte, N. Grossard, R. S. Windeler, B. Eggleton, “Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructured fibre”, *Electron. Lett.* vol. 37(9), 2001, pp. 982–984.

- [73] W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Biancalana, P. S. J. Russell, “Supercontinuum and four-wave mixing with Qswitched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres”, *Opt. Express* vol. 12(2), 2004, pp. 299-309.
- [74] J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. S. Windeler, B. J. Eggleton, S. Coen, “Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping”, *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 19(4), 2002, pp. 765-771.
- [75] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, M. W. Mason, “Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides”, *Opt. Express* vol. 12(13), 2004, pp. 2864–2869.
- [76] G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, J. Broeng and M. Kaivola, “Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers”, *Opt. Exp.*, vol. 10, 2002, pp. 1083-1098.
- [77] F. Vanholsbeeck, S. Martin-Lopez, M. González-Herráez, S. Coen, “The role of pump laser incoherence in continuous-wave supercontinuum generation”, *Opt. Express* vol. 13(17), 2005, pp. 6615–6625.
- [78] A. V. Avdokhin, S. V. Popov, J. R. Taylor, “Continuous-wave, highpower, Raman continuum generation in holey fibers”, *Opt. Lett.* vol. 28(15), 2003, pp. 1353–1355.
- [79] P. Champert, S. Popov, J. Taylor, “Multi-watt average power continuum generation in holey fibers pumped by compact fiber-based source”, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 2001, pp. 4–5.
- [80] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, T. W. Hänsch, and J. L. Hall, “A new type of frequency chain and its application to fundamental frequency metrology”, *The Hydrogen Atom: Precision Physics of Simple Atomic Systems*, *Lecture Notes in Physics* Vol. 570, 2000, pp. 125–144.
- [81] L. Hollberg, C. W. Oates, E. A. Curtis, E. N. Ivanov, S. A. Diddams, Th. Udem, H. G. Robinson, J. C. Bergquist, R. J. Rafac, W. M. Itano, R. E. Drullinger, and D. J. Wineland, “Optical frequency standards and measurements”, *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 37, 2001, pp. 1502–1513.
- [82] X. Gu, L. Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O’Shea, A. P. Shreenath, R. Trebino, R. S. Windeler, “Frequency-resolved optical gating and single-shot spectral measurements reveal fine structure in microstructure-fiber continuum”, *Opt. Lett.* vol. 27, 2002, pp. 1174–1176.

- [83] J. M. Dudley, S. Coen, “Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers,” *Opt. Lett.* vol. 27, 2002, pp. 1180–1182.
- [84] A. L. Gaeta, “Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers,” *Opt. Lett.* vol. 27, 2002, pp. 924–926.
- [85] G. Genty, S. Coen, and J. M. Dudley, “Fiber supercontinuum sources”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 24, 2007, pp. 1771–1785.
- [86] A. Barrientos - García, Igor A. Sukhoivanov, J.A. Andrade-Lucio, J.C. Hernandez - Garcia, G. Ramos-Ortiz, O.G. Ibarra - Manzano, Igor V. Guryev, “Numerical analysis of supercontinuum generation in photonic-crystal fibers with zero dispersion wavelengths in telecommunication windows”, *Optik*, vol. 127 (22), 2016, pp. 10981-10990.
- [87] L. Zheng, “Dispersion flattened photonic crystal fiber with high nonlinearity for supercontinuum generation at 1.55  $\mu\text{m}$ ”, *Chin. Opt. Lett.* vol. 9, 2011, pp. 040601.
- [88] P. S. Maji, P. Roy Chaudhuri, “A new design of ultra-flattened near-zero dispersion PCF using selectively liquid infiltration”, *J. Photonics Optoelectron.* vol. 2, 2014.
- [89] A. M. Heidt, “Pulse preserving flat-top supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 27, 2010, pp. 550-559.
- [90] L. E. Hooper, P. J. Mosley, A. C. Muir, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, “Coherent supercontinuum generation in photonic crystal fiber with all-normal group velocity dispersion”, *Opt. Express*, vol. 19, 2011, pp. 4902-4907.
- [91] A. Hartung, A. M. Heidt, H. Bartelt, “Design of all-normal dispersion microstructured optical fibers for pulse preserving supercontinuum generation”, *Opt. Express*, vol. 19, 2011, pp. 7742-7749.
- [92] C. Chunfu, Y. Ou, J. Zhan, Q. Lv, J. Zhu, H. Lv, “Design of all-normal dispersion photonic crystal fiber for high coherent broadband supercontinuum generation in the telecommunication window”, *J. Nonlinear Optic. Phys. Mat.*, Vol. 24, No. 03, 2015, 1550026.
- [93] Heng-rui Li, Xin-zhu Sang, Jin-hui Yuan, Kui-ru Wang, Chong-xiu Yu, “Simulation investigation on supercontinuum generation and noise characteristics in the normal dispersion photonic crystal fiber with a flattened dispersion profile”, *Optoelectron. Lett.* vol. 6, 2010, pp. 172-175.

- [94] P. S. Maji, P. R. Chaudhuri, “A new design for all-normal near zero dispersion photonic crystal fiber with selective liquid infiltration for broadband supercontinuum generation at 1.55  $\mu\text{m}$ ”, J. Photonics, 2014.
- [95] C. Chunfu, Y. Ou, J. Zhan, Q. Lv, J. Zhu, H. Lv, “Design of all-normal dispersion photonic crystal fiber for high coherent broadband supercontinuum generation in the telecommunication window”, J. Nonlinear Optic. Phys. Mat., Vol. 24, No. 03, 2015, pp. 1550026.
- [96] Smirnov, S.V., Ania-Castañón, Juan, Ellingham, T.J., Kobtsev, Sergey, Kukarin, S, Turitsyn, S.k, “Optical spectral broadening and supercontinuum generation in telecom applications”, Optical Fiber Technology, vol. 12( 2), 2006, pp. 122-147.
- [97] R. R. Alfano, *The Supercontinuum Laser Source -the Ultimate White Light*, Springer, 2016, 435p, ISBN: 978-1493933242.
- [98] T. Takara, T. Ohara, K. Mori, K. Sato, E. Yamada, K. Jinguji, Y. Inoue, T. Shibata, T. Morioka, and K.-I. Sato, “More than 1000 channel optical frequency chain generation from a single supercontinuum source with 12.5 GHz channel spacing”, Electron. Lett. vol. 36, 2000, pp. 2089–2090.
- [99] Y. Kwon, K. Park, S. Hong and Y. Jeong, “Numerical study on the supercontinuum generation in an active highly nonlinear photonic crystal fiber with flattened all-normal dispersion”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 53, no. 5, Oct. 2017, pp. 1-8.
- [100] X. Fu, L. Qian, S. Wen and D. Fan, “Nonlinear chirped pulse propagation and supercontinuum generation in microstructured optical fibre”, Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, vol. 6, 2004, pp.1012-1016.
- [101] H. Zhang, S. Yu, J. Zhang and W. Gu, “Effect of frequency chirp on supercontinuum generation in photonic crystal fibers with two zero-dispersion wavelength”, Optics Express, vol. 15, 2007, pp. 1147-1154.
- [102] R. Driben, N. Zhavoronkov, “Supercontinuum spectrum control in microstructure fibers by initial chirp management”, Optics express, vol. 18, 2010, pp. 16733-16738.
- [103] Z. Zhu, T. G. Brown, “Effects of frequency chirping on supercontinuum generation in photonic crystal fibers”, Opt. Express, vol. 12, 2004, pp. 689-694.
- [104] J. M. Dudley, S. Coen, “Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers”, Opt. Lett. vol. 27, 2002, pp.1180–1182.

- [105] J. M. Dudley, S. Coen, “Numerical simulations and coherence properties of supercontinuum generation in photonic crystal and tapered optical fibers”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, no. 3, 2002, pp. 651-659.
- [106] G. Genty, M. Surakka, J. Turunen, A. T. Friberg, “Complete characterization of supercontinuum coherence”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 28, 2011, pp. 2301-2309.
- [107] S. T. Sørensen, C. Larsen, U. Møller, P. M. Moselund, C. L. Thomsen, O. Bang, “The role of phase coherence in seeded supercontinuum generation”, *Opt. Express*, vol. 20, 2012, pp. 22886-22894.
- [108] N. Akhmediev, A. Ankiewicz, M. Taki, “Waves that appear from nowhere and disappear without a trace”, *Phys. Lett. A*, vol. 373, 2009, pp. 675–678.
- [109] D.R. Soli, C. Ropers, P. Koonatah, B. Jalali, “Optical rogue waves”, *Nature*, vol. 450, 2007. pp. 1054–1057.
- [110] Y.V. Bludov, V.V. Konotop, N. Akhmediev, “Matter rogue waves”, *Phys. Rev. A*, vol. 80, 2009, pp. 33610- 33615.
- [111] S. Albevario, V. Jentsch, H. Kantz, *Extreme Events in Nature and Society*, Springer, Berlin, 2006.
- [112] N. Akmediev, et al., “Roadmap on optical rogue waves and extreme events”, *J. Opt.* vol. 18, 2016, sp. 63001.
- [113] L. Du, Q. Chen, Y.C. Lai, W. Xu, “Observation-based control of rare intense events in the complex Ginzburg-Landau equation”, *Phys. Rev. E*, vol. 78, 2008, pp. 15201-15205.
- [114] J.M. Dudley, G. Genty, B.J. Eggleton, “Harnessing and control of optical rogue waves in supercontinuum generation”, *Opt. Express*, vol. 16, 2008, pp. 3644–3651.
- [115] S. Zhao, H. Yang, N. Chen, C. Zhao, “Controlled generation of high-intensity optical rogue waves by induced modulation instability”, *Sci. Rep.* vol. 7, 2017, pp. 39926-39932.
- [116] G. Genty, J.M. Dudley, B.J. Eggleton, “Modulation control and spectral shaping of optical fiber supercontinuum generation in the picosecond regime”, *Appl. Phys. B*, vol. 94, 2009, pp. 187–194.
- [117] M. Veljković, A. Mančić, D. Milović, A. Maluckov, “Numerical study of high intensity events in the supercontinuum generation in the presence of input chirp”, *Optik*, vol. 196, 2019, pp. 163180-163186.

- [118] S. Wabnitz, *Nonlinear Guided Wave Optics*, IOP Publishing Ltd, 2017, Chap. 13.
- [119] A. Mančić, A. Maluckov, Lj. Hadžievski, “Influence of disorder on generation and probability of extreme events in Salerno lattices”, *Phys. Rev. E*, vol. 95, 2017, pp. 032212-032221.
- [120] S. Wabnitz, *Nonlinear Guided Wave Optics*, IOP Publishing Ltd, 2017, Chap. 7.
- [121] M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, D. S. Chemla, “Femtosecond distributed soliton spectrum fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, 1989, pp. 1149–1158.
- [122] V Shank, R. L. Fork, R. Yen, R. H. Stolen, “Compression of femtosecond optical pulses”, *Appl. Phys. Lett.* vol. 40 (9), 1982, pp. 761.
- [123] T. Südmeyer, F. Brunner, E. Innerhofer, R. Paschotta, K. Furusawa, J. C. Baggett, T. M. Monro, D. J. Richardson, U. Keller, “Nonlinear femtosecond pulse compression at high average power levels by use of a large mode-area holey fiber”, *Opt. Lett.* vol 28, 2003, pp. 1951–1953.
- [124] B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto, “Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum”, *Opt. Lett.* vol. 28, 2003, pp. 1987–1989.
- [125] J. M. Dudley, S. Coen, “Fundamental limits to few-cycle pulse generation from compression of supercontinuum spectra generated in photonic crystal fiber”, *Opt. Express*, vol. 12, 2004, pp. 2423–2428.
- [126] A. Hasegawa, “Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers”, *Opt. Lett.* vol. 9, 1984, pp. 288–290.
- [127] K. Tai, A. Tomita, J.L. Jewell, A. Hasegawa, “Generation of subpicosecond solitonlike optical pulses at 0.3 THz repetition rate by induced modulational instability”, *Appl. Phys. Lett.* vol. 49, 1986, pp. 236–238.
- [128] S.V. Chernikov, J. R. Taylor, R. Kashyap, “Comblike dispersion-profiled fiber for soliton pulse train generation”, *Opt. Lett.* vol. 19, 1994, pp. 539–541.
- [129] K. Tai, A. Tomita, J.L. Jewell, and A. Hasegawa, “Generation of subpicosecond solitonlike optical pulses at 0.3 THz repetition rate by induced modulational instability”, *Appl. Phys. Lett.* 49, 1986, pp. 236–238.

- [130] S. V. Chernikov, E. M. Dianov, D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, "114 Gbit/s soliton train generation through Raman self-scattering of a dual frequency beat signal in dispersion decreasing optical fiber", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, 1993, pp. 293–295.
- [131] J. Fatome, S. Pitois, G. Millot, "20-GHz-to-1-THz repetition rate pulse sources based on multiple four-wave mixing in optical fiber", *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 42, 2006, pp. 1038–1046.
- [132] S. M. Kobtsev, and S. V. Smirnov, "Influence of noise amplification on generation of regular short pulse trains in optical fibre pumped by intensity-modulated CW radiation", *Opt. Express*, vol. 16 (10), 2008. pp. 7428–7434.
- [133] H. Sotobayashi, W. Chujo and T. Ozeki, "Bi-directional photonic conversion between 4x10 Gbit/s OTDM and WDM by optical time-gating wavelength interchange", *Proc. OFC 2001*, Anaheim.
- [134] H. Sotobayashi, W. Chujo and K. Kitayama, "Photonic gateway: TDM-to-WDM-to-TDM conversion and reconversion at 40 Gbit/s (4 channels x 10 Gbits/s)", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19 (11), 2002, pp. 2810-2816.
- [135] T. Morioka, K. Mori, and M. Saruwatari, "More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibers", *El. Lett.* vol. 29, 1993, pp. 862–864.
- [136] T. Morioka, H. Takara, S. Kawanishi, O. Kamatani, K. Takiguchi, K. Uchiyama, M. Saruwatari, H. Takahashi, M. Yamada, T. Kanamori, H. Ono, "1 Tbit/s 100 Gbit/s 10 channel OTDM-WDM transmission using a single supercontinuum WDM source", *Electron. Lett.* vol. 32 (10), 1996, pp. 906-907.
- [137] K. Tamura, E. Yoshida, and M. Nakazawa, "Generation of 10 GHz pulse trains at 16 wavelengths by spectrally slicing a high power femtosecond source", *Electron. Lett.* vol. 32 (18), 1996, sp. 1691.
- [138] H. Sotobayashi, W. Chujo, A. Konishi and T. Ozeki, "Wavelength-band generation and transmission of 3.24-Tbit/s (81-channel WDMx40-Gbit/s) carrier-suppressed return-to-zero format by use of a single supercontinuum source for frequency standardization", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19(11), 2002, pp. 2803-2809.
- [139] H. Takara, T. Ohara, and K. Sato, "Over 1000 km DWDM transmission with supercontinuum multi-carrier source", *Electron. Lett.* vol. 39, no. 14, 2003, pp.1078-1079.

- [140] Y. Miyagawa, T. Yamamoto, H. Masuda, M. Abe, H. Takahashi, and H. Takara, “Over-10000-channel 2.5-GHz-spaced ultra-dense WDM light source”, *Electronics Letters*, vol. 42 (11), 2006, pp. 655–657.
- [141] T. Ohara, H. Takara, T. Yamamoto, H. Masuda, T. Morioka, M. Abe, H. Takahashi, “Over-1000-channel ultradense WDM transmission with supercontinuum multicarrier source”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, 2006, pp. 2311-2317.
- [142] H. Takara, “Multiple Optical Carrier Generation from a Supercontinuum Source”, *Optics & Photonics News*, vol. 13(3), 2002, pp. 48-51.
- [143] S. Boscolo, C. Finot, “Nonlinear pulse shaping in fibres for pulse generation and optical processing”, *International Journal of Optics*, Hindawi Publishing Corporation, 2012, pp.159057-159071.
- [144] L. Boivin, B. C. Collings, “Spectrum slicing of coherent sources in optical communications,” *Opt. Fiber Technol.* vol. 7, 2001, pp. 1-20.
- [145] Y. Takushima, K. Kikuchi, “10-GHz, over 20-channel multiwavelength pulse source by slicing super-continuum spectrum generated in normal-dispersion fiber”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* vol. 11, 1999, pp. 322-424.
- [146] Z. Yusoff, P. Petropoulos, K. Furusawa, T. M. Monro, D. J. Richardson, “A 36-channel x10-GHz spectrally sliced pulse source based on supercontinuum generation in normally dispersive highly nonlinear holey fiber”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* vol. 15, 2003, pp. 1689–1691.
- [147] L. Froehly, J. Météau, “Supercontinuum sources in optical coherence tomography: a state of the art and the application to scan-free time domain correlation techniques and depth dependant dispersion compensation”, *Opt. Fiber Technol.* vol. 18, 2012, pp. 411–419.
- [148] B. Heise, S. E. Schausberger, S. Häuser, B. Plank, D. Salaberger, E. Leiss-Holzinger, D. Stifter, “Full-field optical coherence microscopy with a sub-nanosecond supercontinuum light source for material research”, *Opt. Fiber Technol.* vol. 18, 2012, pp. 403–410.
- [149] J. Clowes, “Next generation light sources for biomedical applications”, *Optik & Photonik*, vol.3(1), 2008, pp. 36–38.



## SPISAK OBJAVLJENIH RADOVA AUTORA

- **M. Veljković**, A. Mančić, D. Milović, A. Maluckov, “Numerical study of high intensity events in the supercontinuum generation in the presence of input chirp”, *Optik*, vol. 196, 2019, pp. 163180-163186. (M21)
- **M. Veljković**, A. Mančić, D. Milović, A. Maluckov, “Numerical study of the supercontinuum generation in the telecommunications windows in photonic crystal fiber”, *The Seventh International School and Conference on Photonics*, Belgrade, Serbia, August 2019.
- **M. Veljković**, Y. Xu, D. Milović, M. F. Mahmood, A. Biswas, M. R. Belić, “Super-Gaussian Solitons in Optical Metamaterials Using Collective Variables”, *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*, vol.12, no.12, 2015, pp. 5119-5124. (M22)
- **M. Veljković**, D. Milović, A. Maluckov, A. Biswas, F. B. Majid & C. M. Glenn, “Chaotic dynamics and supercontinuum generation with cosh-Gaussian pulses in photonic-crystal fibers”, *Laser Physics*, vol. 28,2018, pp. 095109-095117. (M23)
- **M. Veljković**, D. Milović, M. Belić, Q. Zhou, S. P. Moshokoa, A. Biswas, “Super - Sech soliton dynamics in optical metamaterials using collective variables”, *Facta Universitatis, Series: Electronics and Energetics*, vol. 30, 2017, pp. 39 - 48. (M24)
- N. Simić, **M. Veljković**, M. Rakić, N. Stamenković, Z. Todorović, “Analiza prijema SC makrodiverziti sistema sa tri grane u prisustvu Gama senke i Rajsovog fedinga”, *Infoteh-Jahorina, BiH*, vol. 12, 2013, pp. 399-403. (M33)
- **M. Veljković**, I. Janjić, D. Milić, D. Milović, “ECG Signal Acquisition and Filtering”, *ICEST 2014, XLIX International scientific conference on information, communication and energy systems and technologies*, vol. 1, Niš, 2014, pp. 165- 168. (M33)

- N. Simić, **M. Veljković**, D. Milović, “First-Order Statistics Analysis of SC Macrodiversity over Gama Shadowed Nakagami-m Fading Channels”, XII International Conference SAUM 2014, Niš, 2014, pp. 328-331. (M33)
- N. Simić, N. Vučić, **M. Veljković**, Z. Perić, “Digitalna obrada grayscale slike”, IEEEESTEC - 8th International Students Projects Conference, Niš, 2015, pp. 255-259. (M63)
- **M. Veljković**, “Solitoni u optičkom vlaknu”, Zbirka praktičnih radova iz telekomunikacija, Laboratorija za telekomunikacione sisteme, Elektronski fakultet u Nišu, 2014, str. 28-37.
- **M. Veljković**, I. Janjić, P. Petrović, “Bežični sistem za praćenje električne aktivnosti srca”, Zbirka praktičnih radova iz telekomunikacija, Laboratorija za telekomunikacione sisteme, Elektronski fakultet u Nišu, 2014, str. 64-71.

## BIOGRAFIJA AUTORA

Marija Veljković rođena je u Aleksincu 12.09.1990. godine. Završila je osnovnu školu „Vožd Karađorđe” u Aleksincu, kao nosilac Vukove diplome. 2009. godine završila je prirodno-matematički smer Aleksinačke gimnazije, takođe kao nosilac Vukove diplome.

Osnovne i master akademske studije završila je na Elektronskom fakultetu u Nišu (smer telekomunikacije) 2013. i 2014. godine, respektivno, s prosekom 9.90 i 10.00. U toku studija nagrađena je sledećim:

- Stipendista Fonda za mlade talente Ministarstva omladine i sporta Republike Srbije školske 2012/2013 i školske 2013/2014.
- Povelja za postignute izuzetne rezultate na trećoj godini studija povodom Dana Elektronskog fakulteta u Nišu, 22.11.2012.
- Pohvalnica za postignute izuzetne rezultate na drugoj godini studija povodom Dana Elektronskog fakulteta u Nišu, 24.11.2011.
- Pohvalnica za postignute izuzetne rezultate na prvoj godini studija povodom Dana Elektronskog fakulteta u Nišu, 23.11.2010.

Novembra 2014. upisala je doktorske akademske studije na Elektronskom fakultetu u Nišu, na smeru Telekomunikacije. U okviru dosadašnjeg naučno-istraživačkog rada objavila je kao autor/koautor ukupno 11 naučnih radova.

## **IZJAVE AUTORA**

## IZJAVA O AUTORSTVU

Izjavljujem da je doktorska disertacija, pod naslovom:

### **Generisanje superkontinuuama i primena u optičkim telekomunikacijama**

koja je odbranjena na Elektronskom fakultetu Univerziteta u Nišu:

- rezultat sopstvenog istraživačkog rada;
- da ovu disertaciju, ni u celini, niti u delovima, nisam prijavljivala na drugim fakultetima, niti univerzitetima;
- da nisam povredila autorska prava, niti zloupotrebila intelektualnu svojinu drugih lica.

Dozvoljavam da se objave moji lični podaci, koji su u vezi sa autorstvom i dobijanjem akademskog zvanja doktora nauka, kao što su ime i prezime, godina i mesto rođenja i datum odbrane rada, i to u katalogu Biblioteke, Digitalnom repozitorijumu Univerziteta u Nišu, kao i u publikacijama Univerziteta u Nišu.

U Nišu, 07. 10. 2019.

Potpis autora disertacije:



---

(Marija M. Veljković)

**IZJAVA O ISTOVETNOSTI ELEKTRONSKOG I ŠTAMPANOG OBLIKA  
DOKTORSKE DISERTACIJE**

Naslov disertacije:

**Generisanje superkontinuuma i primena u  
optičkim telekomunikacijama**

Izjavljujem da je elektronski oblik moje doktorske disertacije, koju sam predala za unošenje u **Digitalni repozitorijum Univerziteta u Nišu**, istovetan štampanom obliku.

U Nišu, 07. 10. 2019.

Potpis autora disertacije:



---

(Marija M. Veljković)

## IZJAVA O KORIŠĆENJU

Ovlašćujem Univerzitetsku biblioteku „Nikola Tesla“ da u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Nišu unese moju doktorsku disertaciju, pod naslovom:

### **Generisanje superkontinuuma i primena u optičkim telekomunikacijama**

Disertaciju sa svim prilogima predala sam u elektronskom obliku, pogodnom za trajno arhiviranje.

Moju doktorsku disertaciju, unetu u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Nišu, mogu koristiti svi koji poštuju odredbe sadržane u odabranom tipu licence Kreativne zajednice (Creative Commons), za koju sam se odlučila.

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

U Nišu, 07. 10. 2019.

Potpis autora disertacije:



---

(Marija M. Veljković)