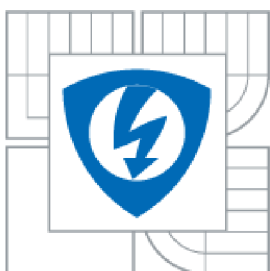




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ**
ÚSTAV TELEKOMUNIKACÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF TELECOMMUNICATIONS

LINEÁRNÍ A NELINEÁRNÍ JEVY V OPTICKÝCH PŘÍSTUPOVÝCH SÍTÍCH.

LINEAR AND NON-LINEAR PHENOMENA IN OPTICAL ACCESS NETWORKS

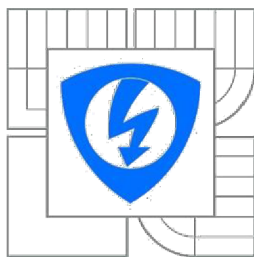
BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

MARTIN VALÁŠEK

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. RADIM ŠIFTA



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav telekomunikací

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor
Teleinformatika

Student: Martin Valášek

ID: 146986

Ročník: 3

Akademický rok: 2013/2014

NÁZEV TÉMATU:

Lineární a nelineární jevy v optických přístupových sítích.

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Bakalářská práce se bude zabývat problematikou lineárních a nelineárních jevů v optických vláknech, jejich negativní dopad na přenosové parametry i jejich praktické využití v optoelektronice. V rámci bakalářské práce student detailně zpracuje lineární a nelineární jevy v optických vláknech, včetně jejich matematického popisu. Dále zpracuje úvod do optických přístupových sítí, jejich základní popis a rozdělení.

V praktické části bakalářské práce budou vytvořeny simulační modely WDM-PON a TDM-PON sítí pro přenosové rychlosti minimálně 10 Gbit/s a dělicí poměr > 32 . Na těchto navrhovaných modelech budou testovány lineární a nelineární jevy popsané v teoretické části práce. V simulačních modelech budou testovány vlivy dílčích jevů na maximální přenosové parametry, jako je maximální dosažitelná vzdálenost, maximální dělicí poměr, bitová chybovost atd. Simulace budou vytvářeny pomocí simulačního prostředí optSim v5.2.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] Kazovsky, L. G., Cheng, N., Shaw, W.-T., Gutierrez, D. and Wong, S.-W. (2011) Frontmatter, in Broadband Optical Access Networks, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA. doi:

10.1002/9780470910931.fmatter

[2] Fundamentals of Nonlinear Optics Aristides Marcano, Phys. Today 65, 56 (2012),

DOI:10.1063/PT.3.1753

Termín zadání: 10.2.2014

Termín odevzdání: 4.6.2014

Vedoucí práce: Ing. Radim Šifta

Konzultanti bakalářské práce:

doc. Ing. Jiří Mišurec, CSc.

Předseda oborové rady

ABSTRAKT

Cieľom práce je vysvetlenie problematiky lineárnych a nelineárnych javov v optických prístupových sieťach. V prvej časti je rozoberaný popis optického vlákna, popis optického prostredia a hlavná časť je teoretický a matematický popis javov, ktoré pôsobia v optických vláknach. Ide teda konkrétne o útlm, disperziu, javy druhého a tretieho rádu, nelineárne rozptyly svetla a solitóny. Ďalej je tu rozoberaný stručný prehľad rozdelenia prístupových sietí a ich popis.

Druhá časť sa zaoberá konkrétnou simuláciou týchto javov v simulačnom programe optSim 5.2. Všetky zapojenia boli realizované v móde „Sample Mode“, v ktorom pomocou vhodných blokov a nastavením správnych parametrov boli potvrdené teoretické predpoklady z prvej časti.

KLÚČOVÉ SLOVÁ

Lineárne javy, nelineárne javy, FWM, XPM, SPM, disperzia, nelineárny rozptyl svetla.

ABSTRACT

The aim of this thesis is an explanation of the linear and nonlinear phenomena problem in optical access networks. The first chapter refers to a description of the optical fiber, description of the optical environment. The main part is theoretical and mathematical description of phenomena that operate in optical fibers. It is therefore a specific attenuation, dispersion, phenomena of second and third-order, nonlinear light scattering and solitons. Then there is dismantling brief overview of the distribution of access networks and their description.

The second part deals with specific simulation of these phenomena in the simulation program optSim 5.2. All connections were made in the mode „Sample Mode“, in which theoretical assumptions of the first part were confirmed by using appropriate units and setting the right parameters.

KEYWORDS

Linear phenomena, nonlinear phenomena, FWM, XPM, SPM, dispersion, nonlinear light scattering.

Valášek, Martin. *Lineární a nelineární jevy v optických přístupových sítích*: bakalárska práca. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav telekomunikací, 2014. 75 s. Vedúci práce Ing. Radim Šifta.

Prehlásenie

Prehlasujem, že svoju bakalársku prácu na tému „Lineární a nelineární jevy v optických přístupových sítích“ som vypracoval samostatne pod vedením vedúceho práce a s použitím odbornej literatúry a ďalších informačných zdrojov, ktoré sú všetky citované v práci a uvedené v zozname literatúry na konci práce.

Ako autor uvedenej bakalárskej práce ďalej prehlasujem, že v súvislosti s vytvorením tejto bakalárskej práce som neporušil autorské práva tretích osôb, najmä som nezasiahol nedovoleným spôsobom do cudzích autorských práv osobnostných alebo majetkových a som si plne vedomý následku porušenia ustanovení § 11 a nasledujúceho autorského zákona č. 121/2000 Sb., o práve autorskom, o právach súvisiacich s právom autorským a o zmene niektorých zákonov, v znení neskorších predpisov, vrátane možných trestnoprávných dôsledkov vyplývajúcich z ustanovení časti druhej, hlavy VI. diel 4 Trestného zákonníku č. 40/2009 Sb.

V Brne dňa

.....
podpis autora

Podakovanie

Rád by som sa poďakoval vedúcemu bakalárskej práce pánovi Ing. Radimovi Šiftovi za odborné vedenie, cenné rady a trpezlivosť pri realizácii tejto práce.

V Brne dňa

.....
podpis autora

Obsah

ZOZNAM TABULIEK	1
ÚVOD	1
1. OPTICKÉ VLÁKNA	2
1.1 PRENOS V OPTICKÝCH VLÁKNACH	2
2. OPTICKÉ PROSTREDIE	4
3. LINEÁRNE OPTICKÉ JAVY	6
3.1 ÚTLM.....	6
3.1.1 Lineárny rozptyl svetla.....	6
3.1.2 Absorpčné straty.....	8
3.2 DISPERZIA	8
3.2.1 Chromatická disperzia.....	9
3.2.2 Polarizačná vidová disperzia	11
3.2.3 Vidová disperzia.....	12
4. NELINEÁRNE OPTICKÉ JAVY.....	13
4.1 JAVY DRUHÉHO RÁDU	13
4.1.1 Generovanie druhej harmonickej (SHG).....	13
4.1.2 Generácia súčtovej (SFG) a rozdielovej (DFG) frekvencie	14
4.1.3 Kvázi-fázové prispôsobenie (QPM).....	16
4.2 JAVY TRETIEHO RÁDU.....	17
4.2.1 Vlastná fázová modulácia (SPM).....	18
4.2.2 Samofokusácia (Self-Focusing)	19
4.2.3 Krížová fázová modulácia (XPM)	21
4.2.4 Štvorvlňové zmiešavanie (FWM)	22
4.3 SOLITÓNY.....	24
4.4 NELINEÁRNY ROZPTYL SVETLA.....	26
4.4.1 Stimulovaný Ramanov rozptyl (SRS).....	26
4.4.2 Stimulovaný Brillouinov rozptyl (SBS).....	28
5. OPTICKÉ PRÍSTUPOVÉ SIETE	30
5.1 OPTICKÉ SIETE FTTX.....	31
5.2 AKTÍVNA OPTICKÁ SIETĚ AON.....	32
5.3 PASÍVNA OPTICKÁ SIETĚ (PON).....	33
6. PRAKTICKÁ ČASŤ.....	34
6.1 VPLYV NELINEÁRNYCH JAVOV NA PARAMETRE WDM-PON	34
6.1.1 FWM	35
6.1.2 Stimulovaný Ramanov rozptyl.....	41
6.2 VPLYV NELINEÁRNYCH JAVOV NA PARAMETRE TDM-PON.....	45
6.2.1 SPM.....	46
6.2.2 Stimulovaný Ramanov rozptyl.....	52
ZÁVER.....	56
LITERATÚRA	58
PREHĽAD POUŽITÝCH SKRATIEK A SYMBOLOV	62
ZOZNAM PRÍLOH.....	65

Zoznam obrázkov

Obr. 1.1: Prenos optickým vláknom.	2
Obr. 1.2: Optický prenosový systém [34], [14].	3
Obr. 3.1: Rayleighov rozptyl v optickom vlákne.	7
Obr. 3.2: Straty rozptylom a absorpciou v optickom vlákne [44].	8
Obr. 3.3: Vplyv disperzie na rozšírenie impulzov v optických vláknach [6].	9
Obr. 3.4: Rozloženie impulzov vplyvom materiálovej disperzie [13].	10
Obr. 3.5: Chromatická disperzia v optickom vlákne [27].	11
Obr. 3.6: Vplyv PMD na vstupný impulz [20].	11
Obr. 3.7: Oneskorenie vidov v optickom vlákne vplyvom vidovej disperzie [6].	12
Obr. 4.1: Generovanie druhej harmonickej [1].	13
Obr. 4.2: Vznik: a) SFG, b) DFG.	15
Obr. 4.3: Fázová podmienka.	15
Obr. 4.4: Sčítanie amplitúd z rôznych častí kryštálu: a) bez fázového prispôsobenia, b) s fázovým prispôsobením [32].	16
Obr. 4.5: Periodický nesúlad Δ_k v QPM.	17
Obr. 4.6: Počet novo vytvorených fotónov: a) v nelineárnom kryštály, b) v periodicky pólovanom nelineárnom kryštály za pomoci QPM [37].	17
Obr. 4.7: Zmena okamžitej frekvencie spôsobená intenzitou vďaka SPM [33].	18
Obr. 4.8: Vplyv SPM na svetelný lúč vo vlákne [3].	19
Obr. 4.9: a) samofokusácia, b) defokusácia.	20
Obr. 4.10: Spektrum dvoch impulzov ovplyvnených XPM [48].	22
Obr. 4.11: Vznik novej vlny na f_{FWM} [21].	22
Obr. 4.12: Konvertor vlnových dĺžok pomocou FWM [41].	24
Obr. 4.13: Tvar impulzu solitónu prvého rádu [15].	25
Obr. 4.14: Tvar impulzu solitónu druhého rádu (vľavo) a tretieho rádu (vpravo), so solitónovou periódou [15].	26
Obr. 4.15: Vplyv SRS na spektrum prenášaného signálu [10].	27
Obr. 4.16: Vplyv Brillouinového zisku spektra na čerpacjej vlne dĺžky 1525 nm u: (a) vlákna s jadrom z oxidu kremičitého, (b) stlačeného plášťa vlákna a (c) disperzne posunuté vlákno [2].	28
Obr. 4.17: SBS účinok na výkon signálu [10],[44].	29
Obr. 5.1: Topológia optickej prístupovej siete [51].	30
Obr. 5.2: Bloková schéma prístupovej siete [40].	31
Obr. 5.3: Príklad zapojenia FTTH [49].	31
Obr. 5.4: Prehľad FTTx sietí [35].	32
Obr. 5.5: Aktívna optická sieť [11].	33
Obr. 5.6: Pasívna optická sieť [11].	33
Obr. 6.1: WDM-OLT vysielateľ.	34
Obr. 6.2: ONU jednotka.	35
Obr. 6.3: Vstupné spektrum signálu pri 0 dBm.	36
Obr. 6.4: Spektrum výstupného signálu pri 0 dBm.	36
Obr. 6.5: Spektrum výstupného signálu pri 5 dBm.	37
Obr. 6.6: Spektrum výstupného signálu pri 20 dBm.	37
Obr. 6.7: Závislosť Q-parametra na vzdialenosti.	37
Obr. 6.8: Vplyv FWM pri odstupe kanálov 0,2 nm.	38
Obr. 6.9: Diagram oka pri odstupe kanálov 0,2 nm.	39
Obr. 6.10: Vplyv FWM pri odstupe kanálov 0,8 nm.	39
Obr. 6.11: Diagram oka pri odstupe kanálov 0,8 nm.	40
Obr. 6.12: Závislosť OSNR na odstupe kanálov.	40
Obr. 6.13: Spektrum vstupného signálu.	41
Obr. 6.14: Spektrum výstupného signálu pri budiacej pumpe 1440 nm.	42
Obr. 6.15: Spektrum výstupného signálu pri budiacej pumpe 1500 nm.	42
Obr. 6.16: Spektrum výstupného signálu pri budiacej pumpe 1455 nm.	42
Obr. 6.17: Rozdiel vstupného a výstupného výkonu pri rozdielnych pozíciách budiacej pumpy.	43
Obr. 6.18: Závislosť prijímaného výkonu na vzdialenosti.	43
Obr. 6.19: Maximálna prekľutená vzdialenosť s Ramanovým zosilnením.	44
Obr. 6.20: Maximálna prekľutená vzdialenosť bez Ramanovho zosilnenia.	44

Obr. 6.21: TDM-OLT.....	45
Obr. 6.22: Vstupné spektrum pri nastavení zosilňovača na hodnotu 18 dBm.	46
Obr. 6.23: Výstupné spektrum signálu pri nastavení zosilňovača na hodnotu 18dBm.....	47
Obr. 6.24: Vstupný signál.....	47
Obr. 6.25: Výstupný signál ovplyvnený SPM.	48
Obr. 6.26: Závislosť prijímaného výkonu (na jednotke ONU) na hodnote vstupného výkonu pre rozdielne deliace pomery.....	48
Obr. 6.27: Závislosť Q-faktoru na hodnote zosilňovača pri rôznych prenosových rýchlostiach.	49
Obr. 6.28: Rozšírenie spektra signálu vo frekvenčnej oblasti vplyvom SPM prijímaného na jednotke ONU pri hodnote zosilňovača 19 dBm (deliaci pomer 1:32).	49
Obr. 6.29: Vstupné dáta pri nastavení zosilňovača na hodnotu 17 dBm.	49
Obr. 6.30: Prijímané dáta pri nastavení zosilňovača na hodnotu 17 dBm.	50
Obr. 6.31: Prijímané dáta pri nastavení zosilňovača na hodnotu 19 dBm.	50
Obr. 6.32: Maximálna preklenutá vzdialenosť v závislosti na BER pre rozdielne deliace pomery.	51
Obr. 6.33: Maximálna preklenutá vzdialenosť v závislosti na BER pre deliaci pomer 1:16 (pri rozdielnych vstupných výkonoch).....	51
Obr. 6.34: Rozdiel medzi vstupným a výstupným výkonom pri rozdielnych pozíciách budiacej pumpy (deliaci pomer 1:32).	52
Obr. 6.35: Závislosť prijímaného výkonu ONU na hodnote zosilňovača.	53
Obr. 6.36: Závislosť BER na hodnote zosilňovača.	53
Obr. 6.37: Porovnanie vstupného a výstupného spektra signálu bez a s Ramanovým zosilnením.....	54
Obr. 6.38: Vplyv Ramanovho zosilnenia pri rozdielnych deliacich pomeroch.....	55
Obr. 6.39: Závislosť prijímaného výkonu ONU na vzdialenosti pri rozdielnych deliacich pomeroch.....	55

Zoznam tabuliek

Tab. 6.1: Parametre vysielača WDM-OLT.....	34
Tab. 6.2: Hodnoty útlmu jednotlivých rozbočovačov.	45
Tab. 6.3: Parametre vysielača TDM-OLT.	45

Úvod

Pri stále zvyšujúcich potrebách a požiadavkách na prenosovú rýchlosť v komunikačných odvetviach sa hľadajú vhodné prostriedky, ako sa k týmto požiadavkám reálne aj približovať. K úplne novému rozmeru prenosových rýchlostí sa dostávame pri prenose cez optické vlákna. Prenosové rýchlosti sa už teraz dostávajú nad stovky Gbit/s. Tak ako každé iné prenosové médiá, aj tieto majú svoje výhody a nevýhody. Hlavné výhody používané v telekomunikáciách sú odolnosť vlákien proti vonkajším elektromagnetickým vplyvom, veľká prenosová kapacita, možnosť prenášať informácie na viacerých vlnových dĺžkach a prenos na veľké vzdialenosti. Samozrejme, že tieto prenosové médiá nepostačujú ako také samotné, hlavne z toho hľadiska, že samé o sebe neefektívne využívajú svoju šírku pásma. Tieto nedostatky sa začali riešiť za pomoci multiplexov. Medzi ďalšie nevýhody zaradujeme ich krehkosť, nutnosť čo najmenšieho ohýbania (pri ohybe sa lúč odráža pod iným uhlom) a taktiež veľmi veľké množstvo javov, ktoré sa v nich vyskytujú.

Javy, ktoré sa v optických vláknach vyskytujú rozdelíme podľa toho, v akom prostredí prebiehajú. Preto sa zameriame konkrétne na lineárne a nelineárne optické javy a ukážeme si, že popri ich nevýhodách nám ich skúmanie a pochopenie dokáže prinášať taktiež značné výhody. Z toho dôvodu je potrebné poznať pravidlá a princípy, ktoré platia pri interakciách žiarenia s látkou.

Práca je rozdelená do dvoch základných častí. Prvá časť sa zaoberá teoretickým popisom optického prostredia, matematického odvodenia tohto prostredia a ďalej konkrétnymi javmi vyskytujúcimi sa práve v tomto prostredí. V lineárnej časti sa zameriame konkrétne na útlm a disperziu, ale keďže tieto časti by mohli byť samé o sebe rozoberané kvôli ich rozsiahlosti, tak si ukážeme iba základné pravidlá a popisy. Ďalej sa zameriame na nelineárne javy, ktorým sa budeme detailnejšie venovať. Konkrétne na javy druhého a tretieho rádu, optické solitóny a na nelineárne rozptyly. V poslednej časti si rozoberieme optické prístupové siete, načrtneme si ich základný popis a rozdelenie.

V druhej časti si konkrétne ukážeme simulácie vybraných javov v softwarovom prostredí optSim 5.2. Zameriame sa konkrétne na simulačné modely WDM-PON a TDM-PON, do ktorých budeme implikovať vybrané nelineárne javy a sledovať ich vplyv na prenosové parametre týchto prístupových architektúr.

Pre ich schopnosti poskytovať kvalitné služby Triple play (telefón-televízia-internet) je len otázkou času, kedy sa optické vlákna začnú vo veľkej miere nasadzovať práve do prístupových sietí miesto metalických vedení.

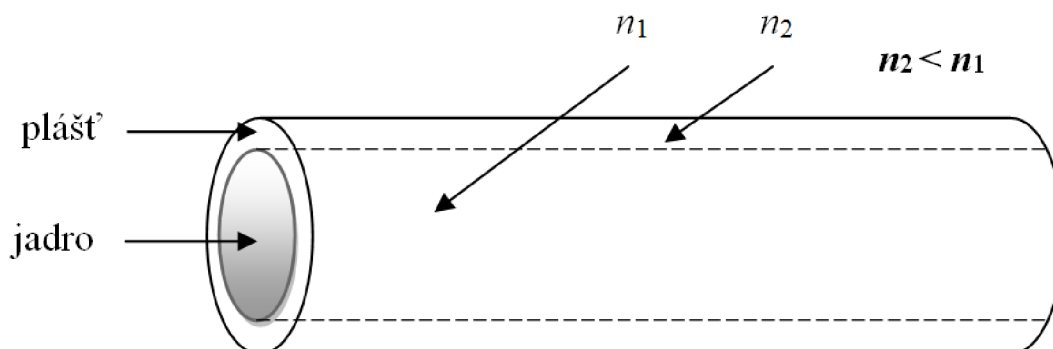
1. Optické vlákna

Objavenie a zavedenie optických vlákien do telekomunikačných oblastí nám zavádza úplne nové možnosti prenosu informácie. Už dnes s určitosťou vieme povedať, že optické vlákna vo veľkej miere nahrádzajú klasické kovové vodiče (medené, hliníkové, atď.). Hlavným dôvodom prečo tomu tak je, je ich vysoká kvalita, množstvo prenášaných informácií s už teraz veľkými rýchlosťami prenosu a v neposlednom rade aj to, že je menšia pravdepodobnosť odpočúvania. Vláknom sa prenášajú digitálne informácie, ktoré pozostávajú z bitov vo forme jednotky (ak sa signál šíri) a nuly (ak sa signál nešíri). V nich je zakódovaná informácia. Pri takomto prenose informácii nie je až taká významná kvalita jednotlivých bitov, ale najmä rozpoznať, či bol signál vyslaný alebo nie.

Týmu odborníkov z Georgia Institute of Technology sa podarilo vynájsť prvý model úplne optickej siete, kde by špeciálne navrhnuté molekuly mohli viesť k posielaniu dát cez doteraz nepoznané optické dátové smerovače, ktorých rýchlostí prenosu by mohli dosahovať približne 2 Tbit/s [43].

1.1 Prenos v optických vláknach

Základom funkcie optických vlákien je úplný odraz svetla. Prenos informácie optickým vláknom (svetlovodom) umožňuje svetelný lúč, ktorý sa úplne odráža od vnútorných stien. Odráža sa preto, že príde na rozhranie dvoch prostredí a ak je splnená podmienka, že jedno prostredie je opticky redšie ako to druhé, tak od istého uhlu dopadu sa začína tento lúč lámať späť do jadra. Presne povedané index lomu jadra musí byť väčší ako je index lomu plášťa.



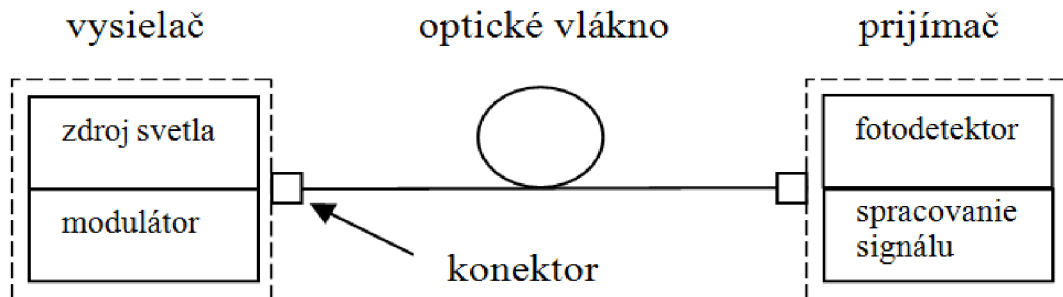
Obr. 1.1: Prenos optickým vláknom.

Na prenos dát potrebujeme okrem optického vlákna samozrejme aj iné komponenty. Na oboch stranách musia byť inštalované potrebné zariadenia, ktoré na jednej strane vygenerujú potrebný signál, ktorý vhodne upraví a na druhej strane musia byť zase zariadenia, ktoré ho vyhodnotia a prijímajú. Pre prenos signálu sa používajú polovodičové zdroje, z ktorých sa najviac využívajú predovšetkým kvalitné laserové diódy, napr. DFB lasery alebo FP lasery [13]. Fotodetektorom môže byť fotodióda alebo fototranzistor.

Prenosový systém s optickými vláknami sa skladá z týchto základných častí:

- vysielateľ,
- zdroj svetla,

- modulátor,
- optický vláknový systém,
- prijímač,
- fotodetektor žiarenia,
- spracovanie signálu.



Obr. 1.2: Optický prenosový systém [34], [14].

Hlavné výhody v prenose po optických kábloch:

- optické vlákna majú oveľa lepšie predpoklady pre prácu s nimi oproti metalickým, hlavne rozmery a hmotnosť,
- možnosť ich využívania v rušenom elektromagnetickom poli, pretože medzi vláknami nevznikajú preslechy,
- útlm v nich sa pohybuje v desatinách dB/km,
- elektrická izolácia - materiály pre ich výrobu sú dielektriká,
- optické vlákno nevyžaruje svetlo do okolia.

K nevýhodám optických vodičov patrí ťažšia inštalácia oproti klasickým metalickým vodičom. Pri inštalácii a zváraní vlákien sa používa zväračka s mikroskopom a vyžaduje sa vysoká čistota. Optické vlákna by sa mali taktiež čo najmenej ohýbať, inak hrozí zhoršenie ich vlastností práve týmito ohybmi, poprípade môže prísť k ich úplnému zlomeniu.

2. Optické prostredie

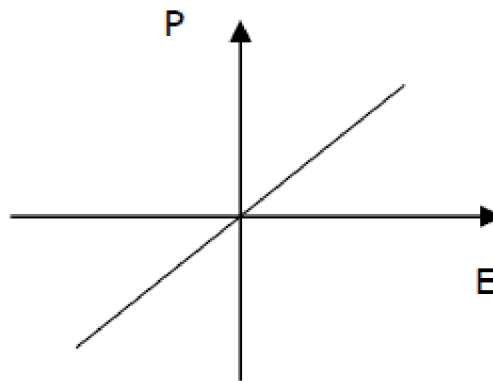
Optické prostredie sa delí z rôznych hľadísk, avšak v tejto práci sa zameriame na jeho dve možné tváre, z ktorých budeme ďalej vychádzať. Budeme uvažovať o optickom prostredí lineárnom a nelineárnom. Rozdiely medzi nimi si popíšeme v nasledujúcich odstavcoch, pričom to hlavné z fyzikálneho hľadiska je, že zatiaľ čo pri lineárnom prostredí platí princíp superpozície, lúče sa neovplyvňujú a teda nejde riadiť jeden zväzok lúčov tým druhým, v nelineárnom prostredí to neplatí.

Lineárne optické prostredie

Je prostredie, v ktorom keď nie je použité príliš veľké elektrické pole, tak elektrická polarizácia je priamo úmerná intenzite elektrického poľa [8]:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (1)$$

kde P je elektrická polarizácia, ε_0 je permitivita vákua, χ je dielektrická susceptibilita prostredia a E je intenzita elektrického poľa.



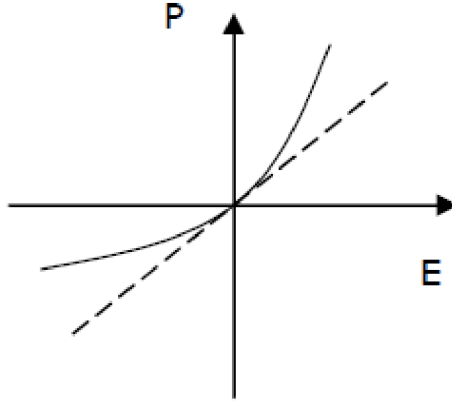
Obr. 2.1: Lineárne optické prostredie.

Nelineárne optické prostredie

Elektrická polarizácia atómov v dielektrickom prostredí nie je vždy úmerná intenzite elektrického poľa. V prítomnosti silného elektrického poľa E , odozva viazaných elektrónov do aplikovaného poľa nie je lineárna. Celková elektrická polarizácia musí byť vyjadrená vo forme:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\chi^1 \vec{E} + \chi^2 \vec{E} \vec{E} + \chi^3 \vec{E} \vec{E} \vec{E}), \quad (2)$$

kde χ^1 predstavuje lineárnu susceptibilitu, vyššie rády χ^2 a χ^3 označujeme ako kvadratickú a kubickú susceptibilitu [36].



Obr. 2.2: Nelineárne optické prostredie.

Šírenie svetla v tomto nelineárnom prostredí popisujeme nelineárnou vlnovou rovnicou (3), v ktorej vychádzame z Maxwellových rovníc.

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}, \quad (3)$$

kde polarizáciu \vec{P} môžeme rozpisat' do lineárnej a nelineárnej časti [36]:

$$\vec{P}(t) = \vec{P}^L(t) + \vec{P}^{NL}(t). \quad (4)$$

Dosadením vzťahu (4) do nelineárnej vlnovej rovnice (3) dostávame vzťah:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 \vec{P}^L}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 \vec{P}^{NL}}{\partial t^2}. \quad (5)$$

Lineárne a nelineárne polarizácie môžeme popísať [53]:

$$\vec{P}^L(t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^t \chi^{(1)}(t-t') \cdot \vec{E}(t') dt', \quad (6)$$

$$\vec{P}^{NL}(t) = \epsilon_0 \iiint_{-\infty}^t \chi^{(3)} \left(t-t_1, t-t_2, t-t_3 \cdot \vec{E}(t_1) \vec{E}(t_2) \vec{E}(t_3) d(t_1) \cdot d(t_2) d(t_3) \right). \quad (7)$$

Predpokladáme, že elektrické pole sa skladá z monochromatického poľa a preto ho vieme zapísať pomocou vzťahu:

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \sum_{m=1} [A_m e^{i(k_j z - \omega_m t)} + c. c.], \quad (8)$$

kde smer polarizácie m-tého poľa zodpovedá ω_m a je buď e-vlna alebo o-vlna [36].

Keď dosadíme do rovnice (8) termín nelineárnej polarizácie $\vec{P}^{NL} = \chi^3 \vec{E} \vec{E} \vec{E}$, dostávame:

$$\vec{P}^{NL} = \frac{1}{2} \sum_{m=1} [\vec{P}^{NL}_m e^{i(k_j z - \omega_m t)} + c. c.]. \quad (9)$$

3. Lineárne optické javy

Sú javy, ktoré prebiehajú v lineárnom optickom prostredí. Celkovo útlm a disperzia sú témy na široké spracovanie, preto si vypracujeme len ich stručné zhrnutie. Najviac si priblížime Rayleighov rozptyl, ktorý sa vyskytuje v každom prostredí a nedá sa odstrániť, to znamená, že je prítomný aj pri nízkych intenzitách, na rozdiel od veľkého množstva iných javov, ktoré sa vyskytujú len pri podstatne vyšších hodnotách intenzity.

3.1 Útlm

Útlm je proces, kedy pri šírení signálu optickým prostredím sa stráca energia tohto signálu a bez použitia rôznych opakovačov a regenerátorov úplne zanikne. Preto sa snažíme dosiahnuť čo najmenšie hodnoty tohto útlmu, aby prenášaný signál dosahoval čo najdlhšie možné trasy prenosu. Útlm optického vlákna je teda definovaný ako logaritmické vyjadrenie podielu naviazaného výkonu do optického vlákna P_1 k výkonu P_2 vystupujúceho z vlákna na konci trasy. Merný útlm preto vieme zapísať vzťahom [13]:

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{z_2 - z_1} 10 \log \frac{P_1(z_1 \cdot \lambda)}{P_2(z_2 \cdot \lambda)}. \quad (10)$$

Technológia výroby optických vlákien je dnes už veľmi dobre zvládnutá, optické vlákna majú koeficient tlmenia približne 0,2 dB/km pri vlnovej dĺžke signálu 1550 nm. Tlmenie v optickom skle je zapríčinené rozptylom, absorpciou a ohybom vlákna. My si rozpíšeme konkrétnejšie rozptyl a absorpciu, ohybom vlákna sa nebudeme zaoberať, na to čitateľa odporúčam napr. na literatúru [17].

3.1.1 Lineárny rozptyl svetla

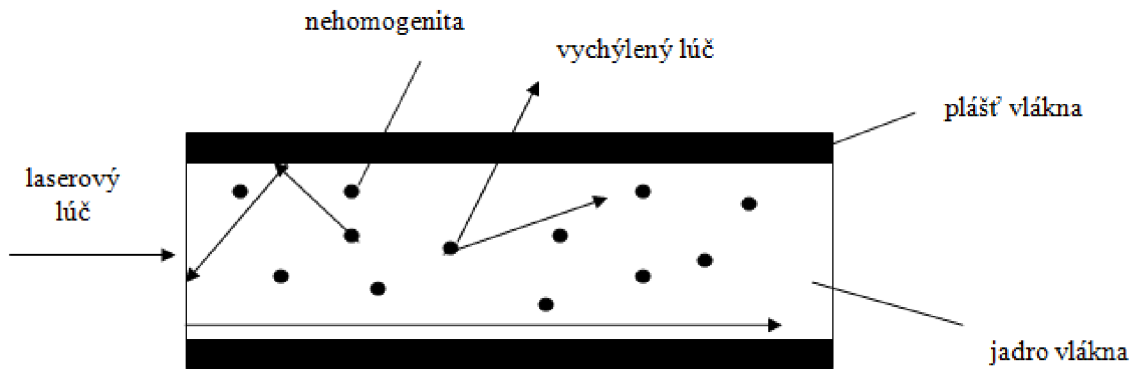
Tento proces má tendenciu viesť k útlmu prenášaného svetla, ktorý sa naďalej nešíri v jadre vlákna, ale je vyžarované z vlákna do prostredia. Je potrebné poznamenať, že rovnako ako vo všetkých lineárnych procesoch, ani v tomto procese nedochádza k žiadnej zmene frekvencie v rozptyle.

Lineárny rozptyl môžeme rozdeliť do dvoch základných typov - Rayleighov a Mieov rozptyl [39].

Rayleighov rozptyl

Tento rozptyl môžeme definovať ako hlavný typ lineárneho rozptylu. Je nazvaný po britskom fyzikovi lordovi Rayleighovi a spôsobený je malými nehomogenitami v materiály optického vlákna, ktorých rozmery sú výrazne menšie ako vlnová dĺžka prenášaného svetla. Množstvo týchto nehomogenít sa dá účinne redukovat' zlepšením technológie výroby optických vlákien. Rayleighov rozptyl predstavuje približne 96% útlmu optického vlákna [7].

Ak žiarenie cestuje v jadre vlákna, tak interaguje s molekulami oxidu kremičitého v jadre. Tieto pružné kolízie medzi svetelnými vlnami a molekulami oxidu kremičitého majú za následok rozptyl. Ak je lúč rozptýlený pod takým uhlom, že pokračuje v postupnej ceste vpred, tak nedochádza k žiadnemu útlmu. Ak však je lúč rozptýlený pod takým uhlom, že lúč nepostupuje vpred, lúč je vychýlený z jadra a nastáva útlm. V závislosti od uhla dopadu, sa určitá časť svetla šíri dopredu a druhá časť sa odchýli z cesty šírenia a uniká z jadra vlákna. Niektoré rozptýlené svetlo sa odráža späť smerom k zdroju svetla. To je vlastnosť, ktorá sa používa v OTDR (Optical Time Domain Reflectometer) testovaní vlákna [7].



Obr. 3.1: Rayleighov rozptyl v optickom vlákne.

Tlmenie spôsobené Rayleighovým rozptylom je dané vzťahom:

$$\alpha_{TR} (dB) = 10 \log \left(\frac{1}{L_{TR}} \right), \quad (11)$$

kde L_{TR} je príspevok Rayleighového rozptylu k celkovému tlmeniu optického vlákna definovaného dĺžkou L :

$$L_{TR} = \exp\{-\gamma_R L\}, \quad (12)$$

kde γ_R je koeficient Rayleighového rozptylu:

$$\gamma_R = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 p^2 \beta_c K T_F, \quad (13)$$

pričom:

λ je vlnová dĺžka,

n je index lomu prostredia,

p je stredná hodnota fotoelastického koeficientu,

β_c je koeficient izotermálnej stlačiteľnosti pri fiktívnej teplote T_F ,

K je Boltzmanova konštanta [26].

Mieov rozptyl

Tento rozptyl je spôsobený nehomogenitami, ktorých rozmery sú porovnateľné alebo aj väčšie, ako je vlnová dĺžka prenášaného signálu. Tieto informácie sú výsledkom nedokonalkej valcovej štruktúry vlnovodu a môžu byť spôsobené najmä nedokonalosťami vlákien ako sú napr. poruchy rozhrania jadro-plášť, zmenami priemeru jadra, trhlinami a bublinami v optických vláknach.

Ak je veľkosť rozptylu nehomogenít väčšia ako $\lambda/10$, rozptýlená intenzita, ktorá má uhlovú závislosť, je príliš veľká. Mieov rozptyl môže spôsobovať značné straty.

Nehomogenity môžu byť znížené napríklad týmito spôsobmi:

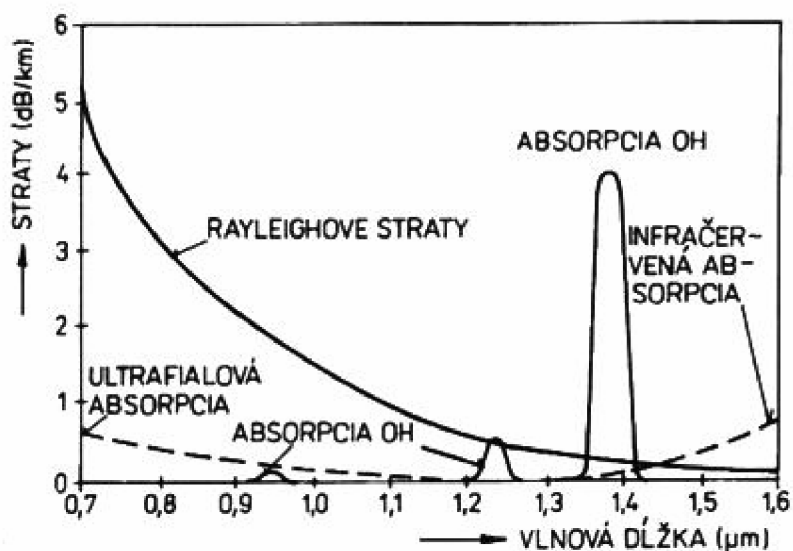
- odstránenie nedostatkov vplyvom procesu výroby skla,
- zväčšenie vedenia vlákna zvýšením rozdielu relatívneho indexu lomu.

Týmito prostriedkami je možné znížiť Mieov rozptyl na minimálnu úroveň [39].

3.1.2 Absorpčné straty

V ultrafialovej oblasti (pod vlnovou dĺžkou 1200 nm) sú spôsobené prechody medzi atomárnymi a v infračervenej oblasti (pri vlnových dĺžkach nad 1300 nm) medzi molekulárnymi úrovňami základného materiálu, prímiesí a nečistôt, u ktorých majú najväčší vplyv ióny kovov Fe, Cu, Cr, ktorých rezonancia na určitých kmitočtoch je sprevádzaná tepelnými stratami. Vzostup tepla je však veľmi malý a ťažko merateľný. Absorpcia je prítomná i v čistom kremennom skle pri diskretných vlnových dĺžkach.

Pri absorpčných stratách hrajú značnú úlohu nežiaduce prímiesi a nečistoty v optickom skle. Pri dnešnej modernej výrobe optických vlákien v takmer sterilnom prostredí sú jediným zdrojom znečistenia materiálu hydroxylové ióny OH⁻, ktoré kmitajú pri vlnovej dĺžke 2730 nm, takže ležia mimo pásmo využívané pre prenos na optických kmitočtoch. Vyššie harmonické frekvencie kmitania zasahujú aj do prenosového pásma 700 až 1600 nm a pri vlnových dĺžkach 940 a 1380 nm (napr. vlákna typu G.652.D a novšie sú už bez obsahu OH) zapríčiňujú nárast tlmenia už pri malých koncentráciách OH⁻ iónov [44], [13].

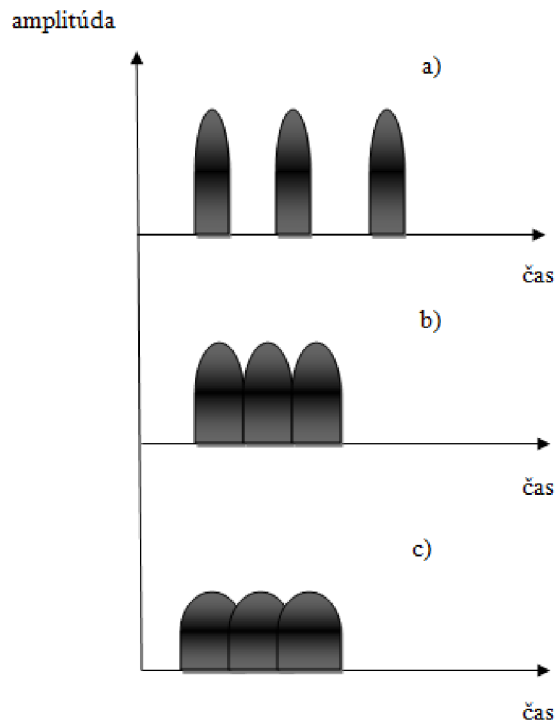


Obr. 3.2: Straty rozptylom a absorpciou v optickom vlákne [44].

3.2 Disperzia

Disperzia je jav, ktorý sa najviac podieľa na skreslení prenášaného signálu v optických vláknach. Vieme ju definovať ako rozdiel šírky impulzu v polovici výšky na začiatku a na konci tohto vlákna. Na výstupe optického vlákna sa impulzy môžu začať prekrývať, prejavuje sa medzisymbolová interferencia. So zvyšujúcou sa vzdialenosťou a prenosovou rýchlosťou sa zvyšuje vplyv disperzie na prenášaný signál. Na obr. 3.3 je znázornený vplyv disperzie na impulz v optických vláknach. Označenie a) značí začiatok optického vlákna, kde do neho vstupuje určitý signál.

V určitej vzdialenosti od začiatku vlákna sa v bode b) impulzy začínajú prekrývať, ale ešte stále ich dokážeme rozlíšiť. Na konci optického vlákna (alebo v dostatočnej vzdialenosti) nám začínajú vznikať nerozlišiteľné impulzy, začína sa výraznou mierou prejavovať medzisymbolová interferencia [13], [6], [44].



Obr. 3.3: Vplyv disperzie na rozšírenie impulzov v optických vláknach [6].

3.2.1 Chromatická disperzia

Za základný dôvod vzniku chromatickej disperzie sa považuje to, že rozdielne spektrálne zložky signálu sa šíria optickým vláknom rozdielnou rýchlosťou. V podstate tento jav sme si popísali v kapitole 3.2. Teraz sa pozrieme na dve zložky, ktorými je táto disperzia tvorená.

Materiálová disperzia

Tvorí základnú zložku chromatickej disperzie. Jej hlavný dôvod je závislosť indexu lomu prostredia na vlnovej dĺžke optického žiarenia. Materiálová disperzia je zapríčinená odlišnými rýchlosťami šíriacimi sa lúčmi, ktorých vlnové dĺžky sú rôzne, čo je spôsobené nelinearitou kmitočtového priebehu indexu lomu [13].

Skupinová rýchlosť šírenia je daná vzťahom:

$$v_s = \frac{c_0}{n_s}, \quad (14)$$

kde n_s je skupinový index lomu, ktorý vieme zapísať ako:

$$n_s = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}, \quad (15)$$

kde λ je vlnová dĺžka žiarenia. Impulz prechádza vláknom dĺžky l za čas t_s a ten vieme zapísať ako:

$$t_s = \frac{l}{v_s} = \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \frac{l}{c_0}. \quad (16)$$

Veľkosť Materiálovej disperzie optického vlákna sa často vyjadruje tzv. **parametrom materiálovej disperzie**:

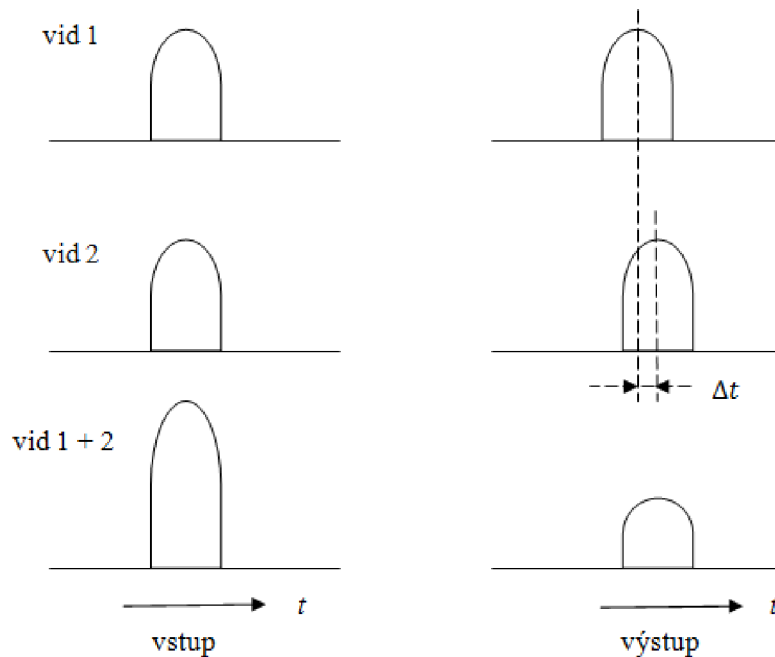
$$M(\lambda) = \frac{1}{l} \frac{dt_s(\lambda)}{d\lambda} = \frac{\lambda}{c_0} \left| \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right|. \quad (17)$$

$M(\lambda)$ vyjadrujeme v jednotke $\text{ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$. Napríklad $M(\lambda) = 10 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ znamená, že optický impulz ktorého spektrálna šírka je 1 nm, sa na každom kilometri rozšíri o 10 ps.

Rozšírenie impulzu vplyvom materiálovej disperzie môžeme po úpravách zapísať ako:

$$\Delta t = \frac{\lambda \Delta \lambda}{c_0} \frac{d^2n}{d\lambda^2}, \quad (18)$$

kde $\Delta \lambda$ je spektrálna šírka zdroja žiarenia [13], [8], [17].



Obr. 3.4: Rozloženie impulzov vplyvom materiálovej disperzie [13].

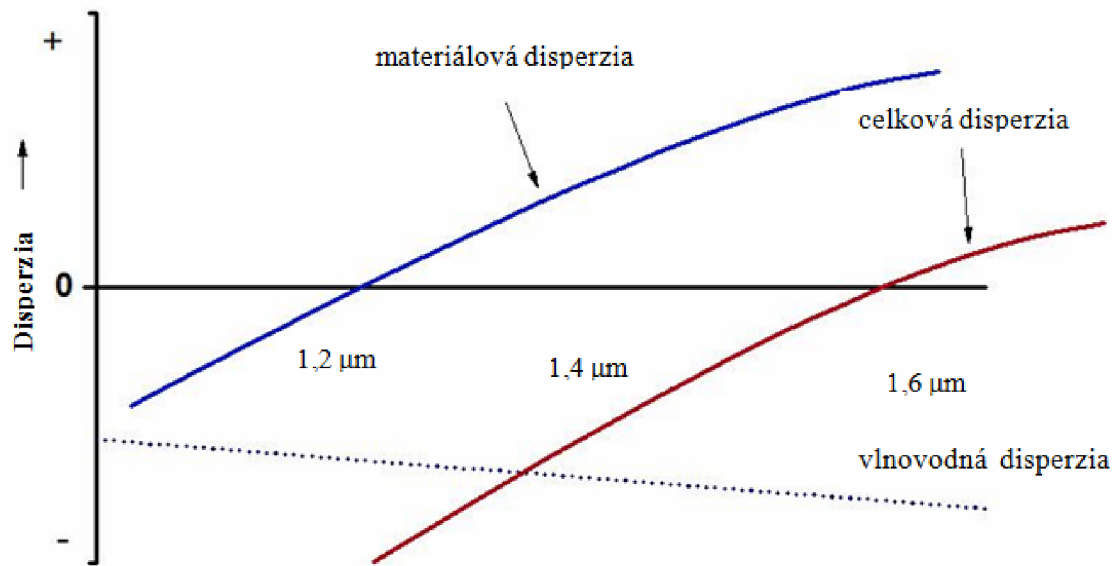
Vlnovodná disperzia

Vlnovodná disperzia prevláda väčšinou v jednovidových optických vláknach, kde sa s ňou musí počítať (v mnohovidových svetlovodoch sa dá zanedbať). Určitá časť svetla sa pohybuje plášťom (menší index lomu) a ostatná prechádza jadrom vlákna. Rýchlosť šírenia v jadre je ale pomalšia ako je tomu v plášti vlákna v dôsledku toho, že jadro je vyrobené z vyššieho indexu lomu skla ako je plášť. V dôsledku toho, že každý vid má inú konštantu šírenia, mení sa jeho kmitočet, ktorý má za následok zmenu rýchlosti šírenia. Hodnota tejto disperzie sa pohybuje okolo $2 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ pri vlnovej dĺžke $1,3 \mu\text{m}$ [13].

Pre vlnovodný vid platí pri uhlovej frekvencii $\omega(\beta)$ a pri konštante šírenia β , že skupinovú rýchlosť disperzie definuje parameter D ako:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \frac{2\pi c}{v_s^2 \lambda^2} \frac{dv_s}{d\omega}, \quad (19)$$

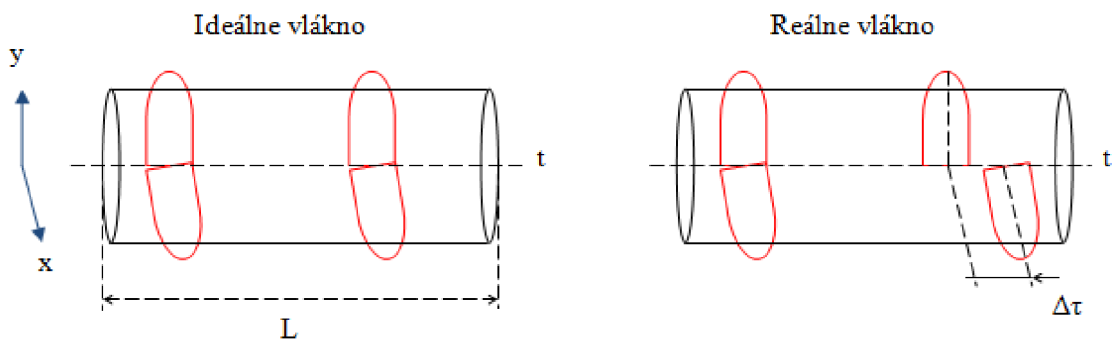
kde $\lambda = 2\pi c/\omega$ je vákuová vlnová dĺžka a $v_s = d\omega/d\beta$ je skupinová rýchlosť [18].



Obr. 3.5: Chromatická disperzia v optickom vlákne [27].

3.2.2 Polarizačná vidová disperzia

Vzniká v dôsledku toho, že jednotlivé zložky svetla sa šíria inou rýchlosťou. Hlavnou príčinou je rozdielny index lomu v osiach x a y (polarizačné vidy) priečných ku smeru šírenia svetla v optickom vlákne. Na konci optického vlákna teda dochádza k časovému oneskoreniu medzi týmito dvomi polarizačnými vidmi.



Obr. 3.6: Vplyv PMD na vstupný impulz [20].

Pristupujeme k nej ako k náhodnej veličine, pretože ju ovplyvňuje veľa náhodných javov (vplyv počasia na optické vlákno, montáž, ohýbanie vlákna, geometria vlákna atď.). Pre krátke vzdialenosti je PMD takmer lineárna:

$$PMD = \frac{\Delta\tau}{L}, \quad (20)$$

pre veľké vzdialenosti je rovná druhej odmocnine vzdialenosti:

$$PMD = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{L}}, \quad (21)$$

kde $\Delta\tau$ je diferenciálne skupinové oneskorenie a L je dĺžka optického vlákna. Jednotka je udávaná v ps/ $\sqrt{\text{km}}$ [20], [23].

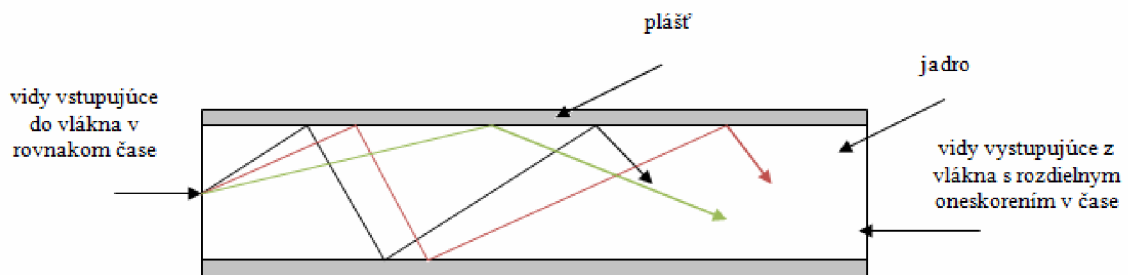
3.2.3 Vidová disperzia

Vidovú disperziu môžeme pri jednovidových vláknoch vypustiť, pretože v nich nemá veľký význam. Je to disperzia, ktorá vzniká keď je šíriaca sa energia rozdelená do viacerých vidov, pričom každý vid sa šíri inou prenosovou rýchlosťou a prechádza inou dráhou. Jednotlivé vidy sa proti sebe oneskorujú vplyvom toho, čím je uhol medzi dráhou lúču s osou svetlovodu vyšší (vyšší vid).

Vidová disperzia obmedzuje výrazným spôsobom šírku prenášaného pásma v mnohovidových vláknoch s homogénnym jadrom. Pre vid šíriaci sa v osi svetlovodu a vid, ktorého trajektória zvierá s osou určitý uhol vieme definovať vzťah vyjadrený:

$$\Delta t_{\text{vid}} = \frac{t_s}{\cos \vartheta} - t_s = t_s \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right) = t_s \Delta = \frac{n_s}{c_0} \Delta, \quad (22)$$

kde Δt_{vid} označuje časovú oblasť pre vid, t_s je skupinové oneskorenie, $\cos \vartheta$ je uhol, o ktorý sa lúč vychýli, n_1 je index lomu jadra, n_2 je index lomu plášťa, n_s je skupinový index lomu a Δ je rozdiel indexu lomu jadra a plášťa [13].



Obr. 3.7: Oneskorenie vidov v optickom vlákne vplyvom vidovej disperzie [6].

4. Nelineárne optické javy

Nelineárne optické javy sú výsledkom vzájomného pôsobenia viacerých optických polí súčasne medzi sebou, ktoré sú vo vlákne a môžu tiež zahŕňať akustické vlny alebo molekulové vibrácie. Rozlišujeme ich na niekoľko základných typov:

- javy druhého rádu,
- javy tretieho rádu,
- nelineárne rozptyly,
- a ďalšie.

4.1 Javy druhého rádu

Nelineárne javy druhého rádu sú popísané v druhom koeficiente rovnice (2), ktorý je daný vzťahom:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^2 \vec{E} \vec{E}. \quad (23)$$

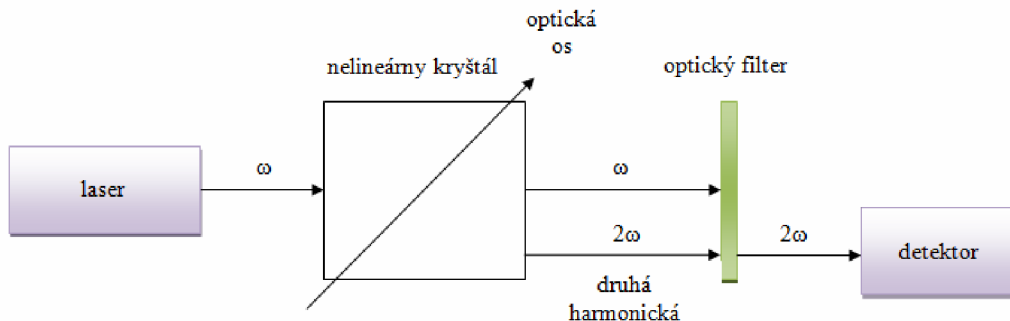
Tento člen je zodpovedný za nelineárne javy v nelineárnych kryštáloch, ako napríklad generovanie druhej harmonickej, generácia súčtovej a rozdielovej frekvencie.

Polarizácia druhého rádu spojená s týmto poľom je rovná vzťahu [28]:

$$\vec{P}(t) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^2 |\vec{A}_m|^2 + \frac{1}{4} \left(\varepsilon_0 \chi^2 \vec{A}_m^2 e^{-i\omega_m t} + c.c. \right). \quad (24)$$

4.1.1 Generovanie druhej harmonickej (SHG)

Jedná sa o špeciálny prípad generácie súčtovej frekvencie. Generovanie druhej harmonickej môže byť ilustrované nasledujúcim pokusom. Necháme rubínovým laserom emitovať svetlo vlnovej dĺžky 694,3 nm na nelineárnom kryštály. Keď sa kryštál otáča, možno si všimnúť, že v určitom uhle medzi smerom laserového lúča a optickou osou sa výstupný laserový lúč skladá z dvoch zložiek: 694,3 nm a $694,3 \text{ nm} / 2 = 347,15 \text{ nm}$. Na rozdiel od základnej zložky 694,3 nm sa objavuje ďalšia zložka, ktorej druhá harmonická frekvencia je dvakrát vyššia ako základná, viď obr. 4.1 [1].



Obr. 4.1: Generovanie druhej harmonickej [1].

Ak predpokladáme, že na nelineárne prostredie dopadá svetelná vlna, ktorej intenzitu elektrického poľa vieme pre jednoduchosť napísať vzťahom [8]:

$$\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - kz), \quad (25)$$

kde E_0 je amplitúda intenzity elektrického poľa.
Polarizáciu vyjadríme ako:

$$\vec{P} = \varepsilon_0(\chi^1 \vec{E} + \chi^2 \vec{E} \vec{E}). \quad (26)$$

Keď do rovnice (26) dosadíme rovnicu (25) po úpravách dostávame vzťah:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^1 E_0 \cos(\omega t - kz) + \frac{\varepsilon_0 \chi^2 E_0^2}{2} + \frac{\varepsilon_0 \chi^2 E_0^2}{2} \cos[2(\omega t - k'z)]. \quad (27)$$

Posledný člen z rovnice (27) je zodpovedný za generovanie vlny s druhou harmonickou, ktorá zodpovedá vlne s polarizáciou, kde uhlová frekvencia je $2 \cdot \omega$ a vlnové číslo k' je funkciou druhej harmonickej [8].

Nelineárne vlnovody nám ponúkajú predstavu, ako dosiahnuť účinnosť zdvojenia frekvencie pri pomerne nízkych úrovniach výkonu. Podstatou je to, že vlnovod umožňuje udržiavať malý režim činnosti (a teda vysokej intenzity pre danú úroveň výkonu).

Kvalitné kanálové vlnovody sa vyrábajú rôznymi technikami z LiNbO₃ a LiTaO₃, čo sú nelineárne materiály s veľmi vysokou mierou nelinearity. Najdôležitejšie techniky sú na báze iónovej alebo protónovej výmeny a rozloženia titánu alebo zinku (silným zahrievaním kryštálu s úzkym pruhom titánu alebo zinku uloženého na povrch). Tieto vlnovody môžu byť až niekoľko centimetrov dlhé a môžu vykazovať straty výrazne nižšie než 1 dB/cm a druhé harmonické s účinnosťou premeny o viac než 100 %/W na 1 cm dlhé zariadenie [30].

Bohužiaľ, zdvojenie frekvencie vo vlnovode zahŕňa rôzne nevýhody, ktoré obmedzujú svoju užitočnosť v mnohých prípadoch:

- vlnovody vyžadujú špeciálne výrobné technológie, ktoré nie sú dobre stanovené pre všetky materiály (zvlášť dobre vyvinuté sú vlnovody v LiNbO₃ a LiTaO₃),
- potreba efektívne spájať pumpované svetlá do vlnovodu, čo predstavuje spájacie straty a tesné nastavenia tolerancií,
- vlnovody vykazujú vyššie šíriace straty [30].

Z týchto dôvodov nie je použitie vlnovodov pre zdvojenie frekvencie príliš rozšírené.

4.1.2 Generácia súčtovej (SFG) a rozdielovej (DFG) frekvencie

Tento jav sa využíva pri zmiešavaní dvoch optických vln rozdielných frekvencií do jednej výslednej optickej vlny. Ak prostredie je súčasne vystavené 2 intenzitám elektrického poľa, potom vstupné pole zapíšeme:

$$\vec{E}(\omega_3) = \frac{1}{2} (\vec{A}_1 e^{-i\omega_1 t} + \vec{A}_2 e^{-i\omega_2 t} + c. c). \quad (28)$$

Nelineárnu polarizáciu v komplexnej podobe zapíšeme ako:

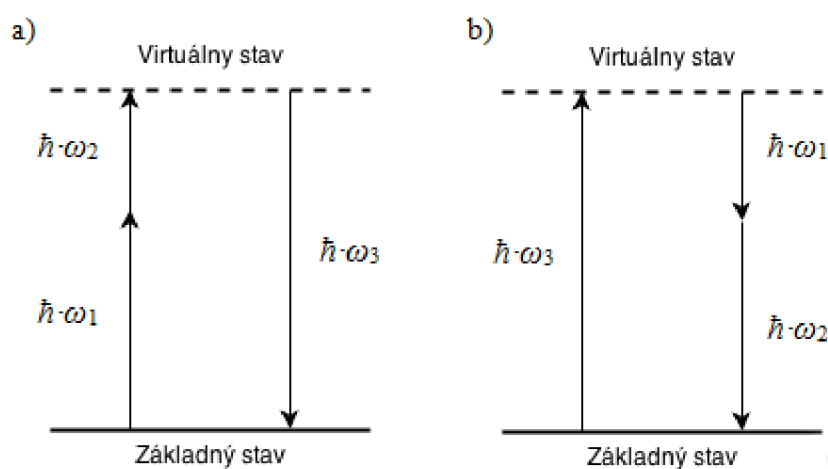
$$\vec{P}^{(2)}(\omega_3) = \frac{1}{2} \vec{P}^{(2)} e^{-i\omega_3 t} + c. c. \quad (29)$$

Súčtová frekvencia zahŕňa miešanie signálovej vlny pri frekvencii ω_2 s pumpovanou vlnou, ktorá je na frekvencii ω_1 , čím získame harmonické kmitanie:

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2. \quad (30)$$

Pre DFG platí vzťah medzi ω_1 a ω_2 :

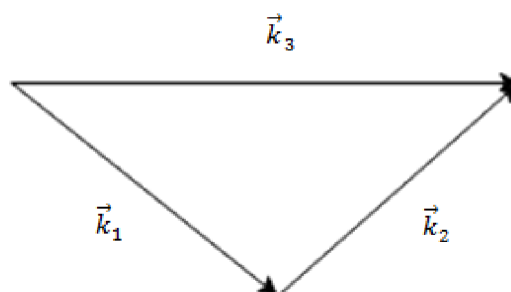
$$\omega_3 = \omega_1 - \omega_2. \quad (31)$$



Obr. 4.2: Vznik: a) SFG, b) DFG.

Pre obidva procesy musí byť splnená tiež fázová podmienka:

$$\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \quad (32)$$

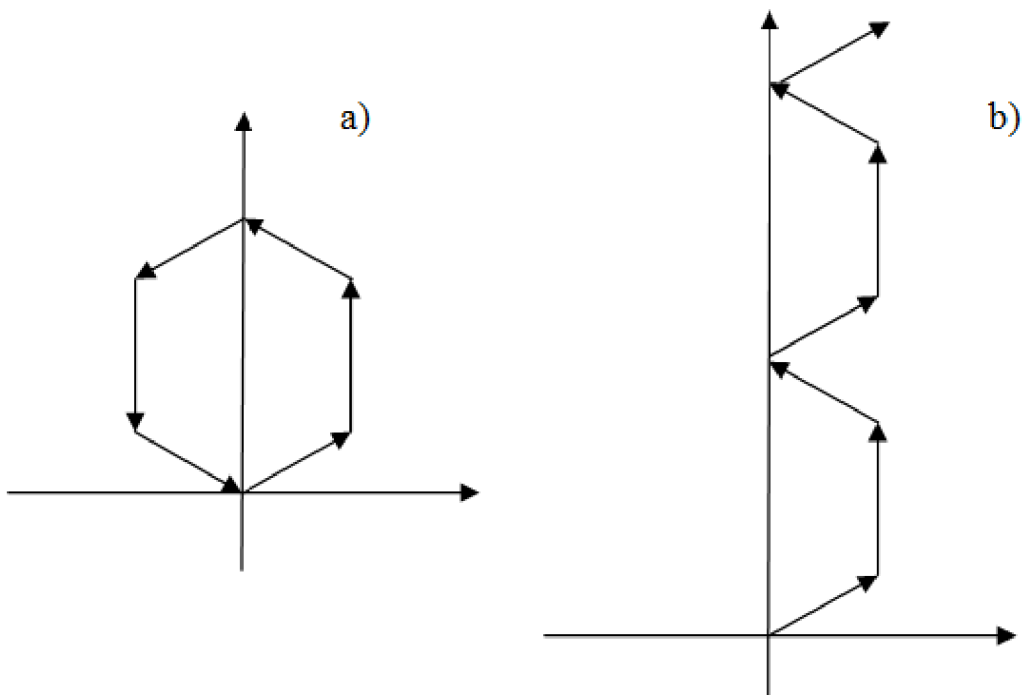


Obr. 4.3: Fázová podmienka.

DFG je sprevádzaná zosilnením jedného vstupného poľa na úkor druhého, preto sa často označuje ako optické parametrické zosilnenie. SHG, SFG a DFG sú označované pod názvom trojvlnové procesy zmiešavania. Tieto procesy sa najčastejšie využívajú v optických parametrických oscilátoroch (OPO), optickej frekvenčnej konverzii (OFC) a v optických parametrických zosilňovačoch (OPA).

4.1.3 Kvázi-fázové prispôsobenie (QPM)

QPM je technika fázového prispôsobenia optických interakcií, v ktorých je relatívna fáza upravená v pravidelných intervaloch. Tento jav bol založený na periodicky pólovanom lithium niobate (PPLN), ktorý je vysoko efektívnym materiálom využívaným pre SHG, SFG a DFG procesy. Hlavná myšlienka je tá, aby bolo možné povoliť fázový nesúlad na určitú vzdialenosť, ale zároveň narušiť nelineárne interakcie v miestach, kde by inak táto interakcia prebiehala zlým smerom. Na obr. 4.4 sú znázornené príspevky amplitúdy v rôznych častiach nelineárneho kryštálu k harmonickej vlne v SHG [32], [38].



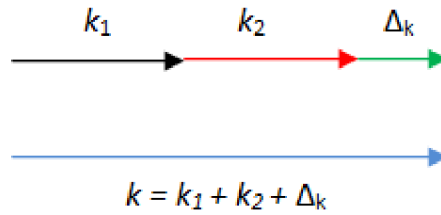
Obr. 4.4: Sčítanie amplitúd z rôznych častí kryštálu: a) bez fázového prispôsobenia, b) s fázovým prispôobením [32].

V prípade a) príspevky nemožno kedykoľvek pridať, až po určitej vzdialenosti v kryštály. V prípade b) sú príspevky obrátené v miestach, kde by znížili celkovú amplitúdu. Celková amplitúda teda môže neustále rásť, aj keď nie tak rýchlo, ako to je v reálnom fázovom prispôbení [32].

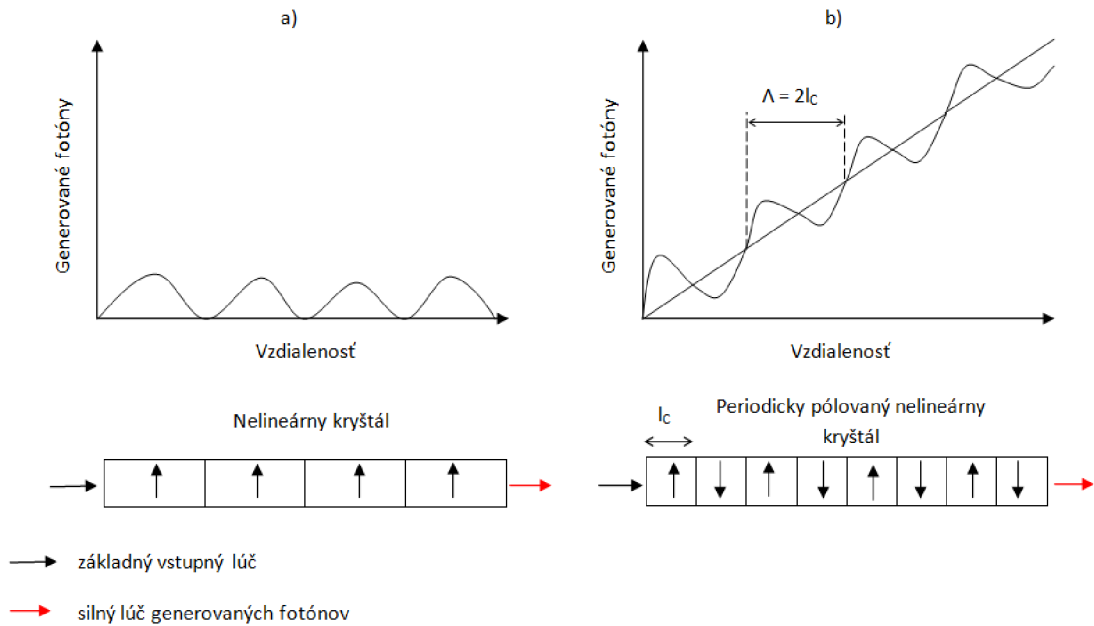
Keďže QPM používa PPLN, počet vytvorených fotónov rastie, čím vytvára vysokú účinnosť premeny vstupu na generované fotóny [37], vid' obr. 4.6. Ako vyplýva z toho obrázku, koherentná dĺžka (l_C) je vzdialenosť, po ktorej sa mení znamienko nelineárneho koeficientu. Prípadný periodický nesúlad je:

$$\Delta_k = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (33)$$

kde $\Lambda = 2l_C$ [36].



Obr. 4.5: Periodický nesúlad Δ_k v QPM.



Obr. 4.6: Počet novo vytvorených fotónov: a) v nelineárnom kryštály, b) v periodicky pólovanom nelineárnom kryštály za pomoci QPM [37].

4.2 Javy tretieho rádu

Nelineárne javy tretieho rádu sú popísané v treťom koeficiente rovnice (2), ktorý je daný vzťahom:

$$P = \varepsilon_0 \chi^3 EEE. \quad (34)$$

Javy prebiehajú v tzv. Kerrovom prostredí, pretože sa v tomto prostredí uplatňuje Kerrov jav. Tento jav je popisovaný ako závislosť indexu lomu prostredia na intenzite svetelného lúču vstupujúceho práve do tohto prostredia:

$$\Delta n = n_2 I. \quad (35)$$

Zmena indexu lomu, ktorá je rôzna v rozličných častiach impulzu, významne ovplyvňuje zmeny tvaru a polarizácie impulzu šírenia. Hodnota nelineárneho indexu materiálu n_2 môže byť meraná napr. Z-skenovacou technikou [31].

Práve na tomto jave sú založené SPM, XPM a FWM, ktoré si bližšie popíšeme v ďalších kapitolách.

4.2.1 Vlastná fázová modulácia (SPM)

Je to jav, v ktorom dochádza ku zmene intenzívneho optického impulzu vo fáze v dôsledku nelineárnej zmeny indexu lomu materiálu. Signál pri ňom ovplyvňuje svoju vlastnú fázu. Fázové posunutie môže byť napísané ako:

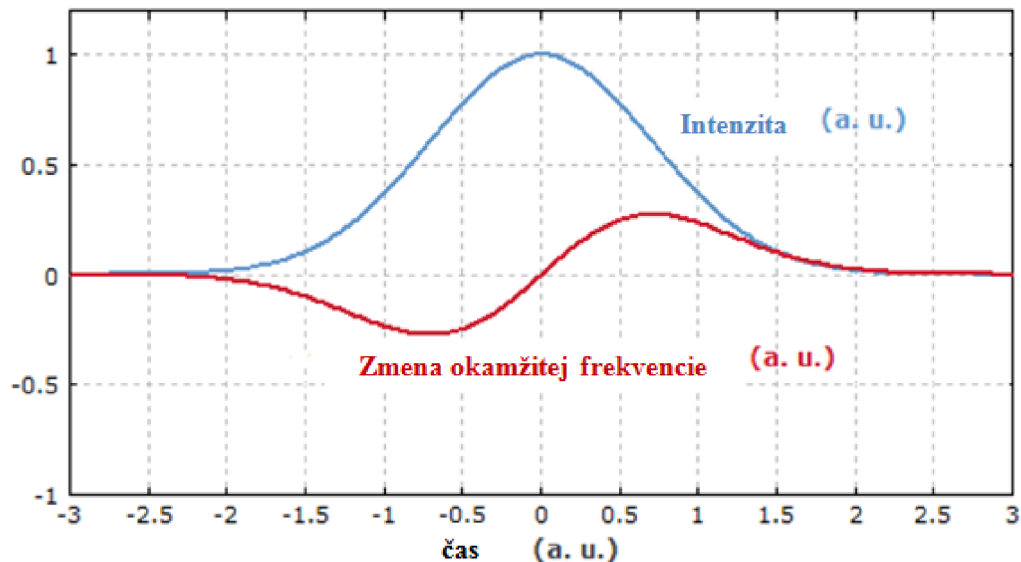
$$\Delta\varphi = -2\pi n_2 \frac{L}{\lambda_0 A} P, \quad (36)$$

kde n_2 je index lomu, L je prejdená vzdialenosť, A je prierez optického prostredia a P je výkon impulzu [9].

SPM sa používa pre generovanie ďalších frekvenčných zložiek a na predlžovanie trvania impulzu. Zmena energie medzi prednou a zadnou hranou impulzu sa nazýva chirp.

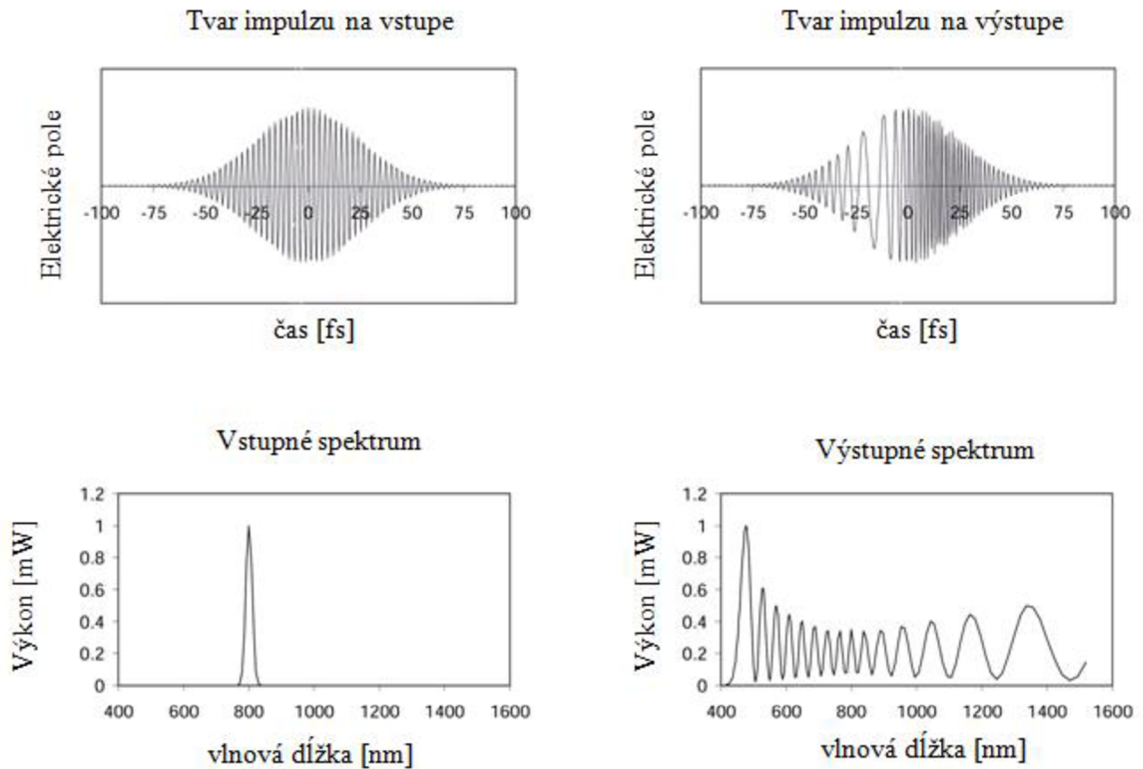
Kerrov efekt spôsobuje časovo závislý fázový posun v závislosti na intenzite impulzov:

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_2 I(t). \quad (37)$$



Obr. 4.7: Zmena okamžitej frekvencie spôsobená intenzitou vďaka SPM [33].

Ak sa impulz šíri vláknom veľa centimetrov, tak vplyvom stesnenia laserového lúča vo vlákne a jeho malých rozptylových vlastností, intenzita impulzu ostáva vysoká. To vedie k veľkým nelineárnym účinkom na tvare impulzu a spektra. Intenzita je najvyššia na vrchole impulznej obálky, časť impulzu dosiahne najvyšší index lomu a v dôsledku toho sa šíri pomalšie ako predné a koncové časti impulzu. To spôsobí, že nosná vlna sa natiahne na prednej časti impulzu a začne sa hromadiť na zadnej časti impulzu, viď obr. 4.8 [3].



Obr. 4.8: Vplyv SPM na svetelný lúč vo vlákne [3].

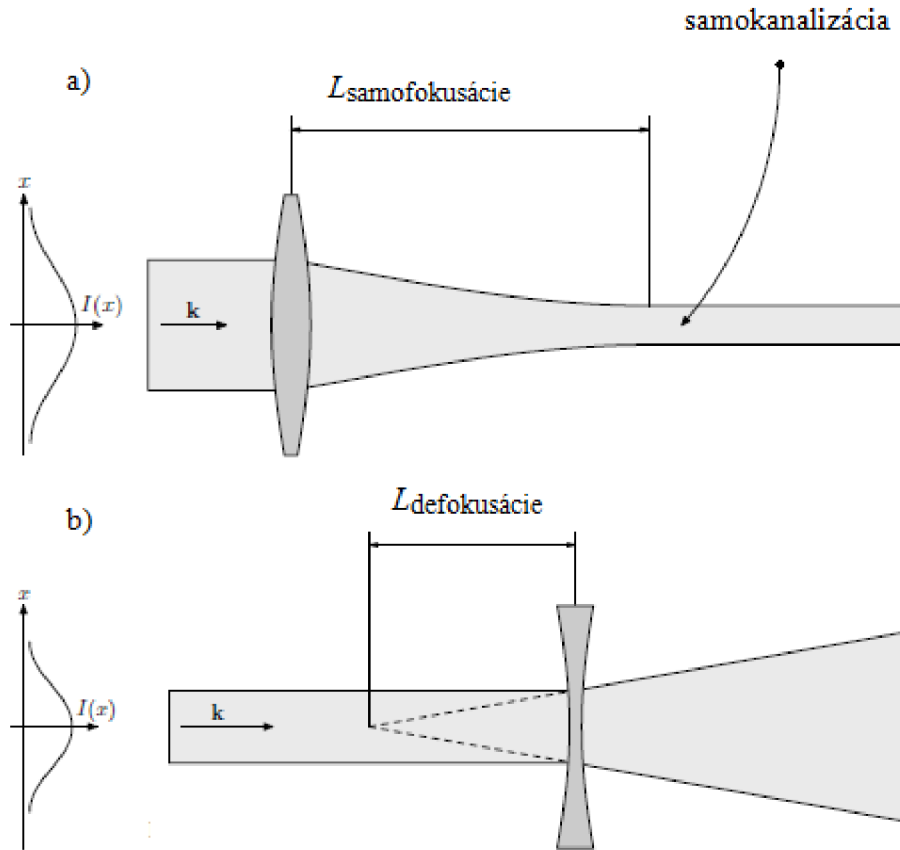
4.2.2 Samofokusácia (Self-Focusing)

Samofokusácia je akýsi náprotivok voči SPM. Zatiaľ čo SPM je závislá na časovej zmene indexu lomu vyvolanej laserovým impulzom s obálkou intenzity $I(t)$, samofokusácia sa vzťahuje k nelineárnemu objektívu vyvolanému laserovým lúčom z priestorovo nerovnomerného rozloženia intenzity $I(r)$:

$$n(r) = n_0 + n_2 I(r), \quad (38)$$

kde n_2 je tzv. nelineárny index.

Pri zvyšovaní indexu lomu v prostredí sú lúče vychýlené v smere veľkej intenzity poľa. Keď sila svetelného toku prekročí určitú prahovú hodnotu, nelineárna refrakcia potláča difrakciu svetelného lúča, kde vznikajú kontaktné miesta v prostredí. Keď je nelineárny index lomu prostredia kladný, vznikajú takzvané fokusujúce účinky. Keď je nelineárny index lomu prostredia naopak záporný, vznikajú tzv. defokusujúce účinky, viď obr. 4.9 [25].



Obr. 4.9: a) samofokusácia, b) defokusácia.

Pre vzorku hrubú L , je fázové oneskorenie dané rovnicou [36]:

$$\varphi = (n_0 + n_2^I) \frac{\omega}{c} L. \quad (39)$$

Stacionárny režim samofokusácie sa riadi rovnicou:

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} + \Delta_{\perp} A = -2k^2 \frac{\Delta_n}{n_0} A, \quad (40)$$

kde $\Delta_n = n_2 I$ a Δ_{\perp} je priečna časť Laplacovho operátora.

Kritický výkon v tomto jave je definovaný [12]:

$$P_{cr} = \alpha \frac{\lambda^2}{4\pi n_0 n_2}, \quad (41)$$

kde λ je vlnová dĺžka vo voľnom priestore, α je konštanta, ktorá závisí na počiatocnom priestorovom rozložení lúča. Pre túto konštantu neexistuje žiadne všeobecné analytické vyjadrenie, jeho hodnota bola odvodená numericky pre veľa lúčových profilov. Pre Gaussovu vlnu je odvodená hodnota $\alpha \approx 1,8962$ [12].

Tento jav bol uznaný ako primárny mechanizmus obmedzenia maximálneho výkonu, ktorý by mohol byť získaný zo sklenených zosilňovacích vlákien, bežných napr. v experimentoch laserovej fúzie.

V posledných rokoch nastal obrovský pokrok vo vláknových laseroch, kde nelineárne efekty sú dôležité a môžu obmedziť výkon vlákna. Samofokusácia svetla môže viesť k prerazu elektrickým prúdom alebo môže prispieť k rozvoju nelineárnych procesov, ako je stimulovaný rozptyl svetla.

4.2.3 Krížová fázová modulácia (XPM)

Podobne ako SPM tak aj XPM je založená na Kerrovom jave. Keď sa dva a viac optických impulzov šíri súčasne, XPM je vždy sprevádzaná SPM, pretože nelineárny index lomu optického lúča závisí nielen na intenzite tohto lúča, ale aj na intenzite druhého šíriaceho lúča [22]. Krížová fázová modulácia je teda optická zmena fázy lúča svetla v dôsledku interakcií s iným svetlom v nelineárnom prostredí. Toto môžeme popísať ako zmenu indexu lomu:

$$\Delta n^{(2)} = 2n_2 I^{(1)}, \quad (42)$$

kde $n^{(2)}$ je nelineárny index. Intenzita $I^{(1)}$ z lúča 1 spôsobí zmenu indexu lomu pre lúč 2. V porovnaní so zodpovedajúcou rovnicou pre SPM, je tam ďalší faktor 2. Je platný pre lúče s rovnakou polarizáciou, pre krížovo polarizované lúče v izotropnom prostredí (napr. sklo) musí byť nahradený 2/3 [29].

V prípade, že optické pole sa skladá z dvoch impulzov s frekvenciami ω_1 a ω_2 a ich spektrálne šírky sú dostatočne úzke, že $\Delta\omega_j \ll \omega_j$ ($j = 1, 2$), potom elektrické pole môžeme popísať rovnako ako v (8):

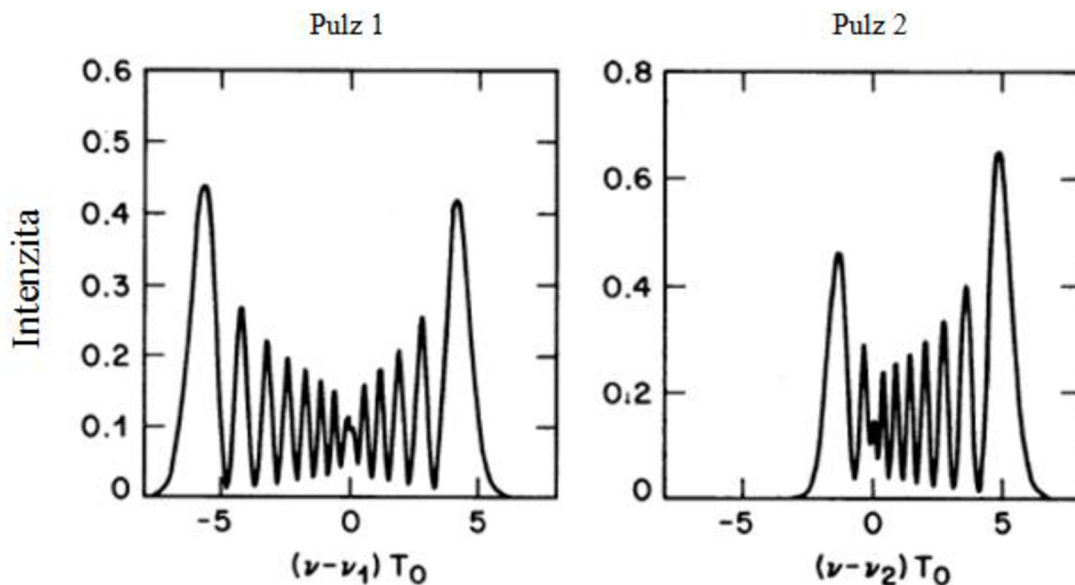
$$\vec{E} = \frac{1}{2} [E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t}] + c. c.. \quad (43)$$

V skutočnosti XPM sprevádza kolísanie napätia v určitej vlnovej dĺžke kanála na fázové kolísanie ostatných šírených kanálov. Výsledkom XPM môže byť asymetrické spektrálne rozšírenie a skreslenie tvaru pulzu.

Pre N -kanálový prenosový systém, posun i -teho kanála môžeme zapísať ako:

$$\Phi_{nl}^i = k_{nl} L_{eff} \left(P_i + 2 \sum_{n \neq i}^N P_n \right), \quad (44)$$

kde k_{nl} je nelineárna propagácia konštanty, L_{eff} je efektívna dĺžka a 2 sa vťahuje k nelineárnej susceptibilite a ukazuje, že XPM je dvakrát viacej účinná ako SPM pre rovnaké množstvo výkonu [41].



Obr. 4.10: Spektrum dvoch impulzov ovplyvnených XPM [48].

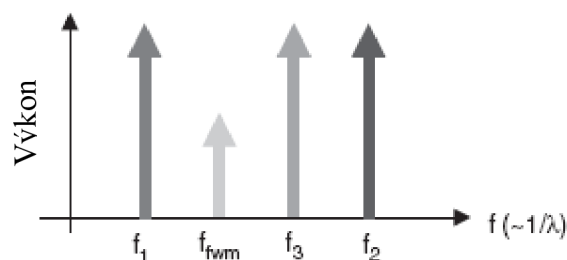
Ako je vidieť na obr. 4.10, spektrum 2. impulzu je asymetrickejšie pretože sila XPM je naň väčšia ($P_1 = 2P_2$) [48].

XPM môže nájsť uplatnenie napríklad ako:

- metóda pre pridávanie informácií do prúdu svetla, zmenou fázy koherentného optického lúča s iným lúčom vplyvom vzájomného pôsobenia,
- impulzná kompresia - XPM je schopná komprimovať aj slabé vstupné impulzy.

4.2.4 Štvorvlnové zmiešavanie (FWM)

FWM je druh optického Kerrovho efektu nastávajúci, keď pustíme do optického vlákna 3 vlny rozdielnych vlnových dĺžok, ktoré vedú k vzniku novej vlny na vlnovej dĺžke, ktorá sa nezhoduje s ostatnými, viď obr. 4.11. FWM je druh optického kmitania [4]. Hlavné využitie tohto javu sa uplatňuje vo vysokorychlostných DWDM prenosoch.



Obr. 4.11: Vznik novej vlny na f_{FWM} [21].

Vznik f_{FWM} z frekvencií f_1 , f_2 a f_3 :

$$f_{\text{FWM}} = f_1 + f_2 - f_3. \quad (45)$$

V snahe pochopiť FWM efekt, budeme brať do úvahy WDM signál, ktorý je súčtom n rovinných monochromatických vln. Elektrické pole takého signálu môže byť napísané ako [41]:

$$\vec{E} = \sum_{p=1}^n \vec{E}_p \cos(\omega_p t - k_p z). \quad (46)$$

Keď vzťah (34) prepíšeme pomocou vzťahu (46) dostávame výraz pre nelineárnu polarizáciu:

$$\vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^3 \sum_{p,q,r=1}^n \vec{E}_p \cos(\omega_p t - k_p z) \vec{E}_q \cos(\omega_q t - k_q z) \vec{E}_r \cos(\omega_r t - k_r z). \quad (47)$$

Rozšírenie vzťahu (47) nám udáva celkovú nelineárnu polarizáciu [41]:

$$\begin{aligned} \vec{P}_{NL} = & \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^3 \sum_{p=1}^n \vec{E}_p^2 + 2 \sum_{q \neq p} \vec{E}_p \vec{E}_q \vec{E}_p \cos(\omega_p t - k_p z) \\ & + \frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi^3 \sum_{p=1}^n \vec{E}_p^3 \cos(3\omega_p t - 3k_p z) \\ & + \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^3 \sum_{p=1}^n \sum_{q \neq p} \vec{E}_p^2 \vec{E}_q \cos\{(2\omega_p - \omega_q)t - (2k_p - k_q)z\} \\ & + \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^3 \sum_{p=1}^n \sum_{q \neq 1} \vec{E}_p^2 \vec{E}_q \cos\{(2\omega_p - \omega_q)t - (2k_p - k_q)z\} \\ & + \frac{6}{4} \varepsilon_0 \chi^3 \sum_{p=1}^n \sum_{q>p} \sum_{r>q} \vec{E}_p \vec{E}_q \vec{E}_r \cos\{(2\omega_p + \omega_q + \omega_r)t - (k_p + k_q + k_r)z\} \\ & + \cos\{(\omega_p + \omega_q + \omega_r)t - (k_p + k_q + k_r)z\} \\ & + \cos\{(\omega_p - \omega_q + \omega_r)t - (k_p - k_q + k_r)z\} \\ & + \cos\{(\omega_p - \omega_q - \omega_r)t - (k_p - k_q - k_r)z\}. \end{aligned} \quad (48)$$

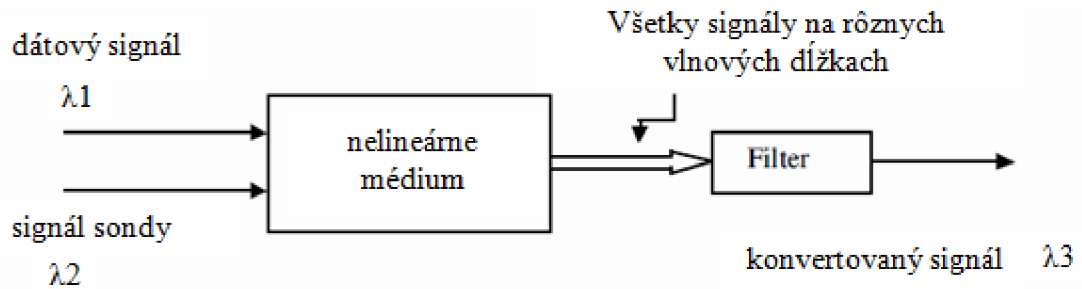
Prvý člen vyjadruje vplyv SPM A XPM. Druhý, tretí a štvrtý člen môžeme zanedbať, pretože sú fázovo nesúladné. Dôvodom fázového nesúladu je, že v reálnych vláknach $k(3\omega) = 3k(\omega)$, takže akýkoľvek rozdiel ako $(3\omega - 3k)$ sa nazýva fázový nesúlad. Posledný člen hovorí o FWM. Hovorí o tom, ako 3 elektromagnetické vlny, šíriace sa vo vlákne, vytvárajú nové vlny s frekvenciami $\omega_p \pm \omega_q \pm \omega_r$. Počet týchto vzniknutých zložiek vieme napísať ako:

$$M = \frac{N^2}{2} \cdot (N - 1), \quad (49)$$

kde M je počet novovzniknutých zložiek a N je počet vstupných signálov.

Účinnosť FWM na DWDM prenos je kriticky závislá na hodnote disperzie, odstupe prenášaných kanálov a na vstupnom výkone vstupujúceho do vlákna. Nulová disperzia je absolútne nevhodná, preto pri uplatňovaní tohto javu boli vynájdené vlákna s nenulovou hodnotou tejto disperzie (NZ-DSF).

FWM môže nájsť uplatnenie ako konvertor vlnových dĺžok v optickom vlákne. Funkciou prevodníku vlnovej dĺžky je transformovať informácie z jednej vlnovej dĺžky do druhej. Príklad takejto operácie je znázornený na obr. 4.12.



Obr. 4.12: Konvertor vlnových dĺžok pomocou FWM [41].

4.3 Solitóny

V posledných pár desaťročiach sa výrazne rozvíja práve toto odvetvie nelineárnych optických javov. Sú skúmane ako priestorové tak aj časové solitóny, ale dominantu v optických vláknach tvoria práve priestorové. Solitóny dokážu prenášať optické impulzy bez straty svojho tvaru na veľké vzdialenosti, preto vzbudzujú veľký záujem svetového optického výskumu.

Vychádzame z nelineárnej Schrödingerovej rovnice (NLS) označovanej v solitónovej literatúre:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (50)$$

kde $A(z, T)$ je veľkosť amplitúdy impulzného priebehu, β_2 je GVD parameter (Group velocity dispersion) a γ je nelineárny parameter zodpovedný za SPM [2].

Vlastnosti solitónov sa podarilo vysvetliť až pri vytvorení metódy spätného rozptylu (ISM - Inverse Scattering Method).

Rovnicu (50) normalizujeme pomocou bezrozmerných premenných [2]:

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{T}{T_0}, \quad (51)$$

a zapíšeme ju ako:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U, \quad (52)$$

kde P_0 je špičkový výkon, T_0 je šírka dopadajúceho impulzu a N je definovaný vzťahom:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (53)$$

Tento parameter môže byť odstránený z rovnice (52) zavedením vzťahu [2]:

$$u = NU = \sqrt{\gamma L_D} A, \quad (54)$$

dostávame vzťah pre štandardnú formu NLS rovnice:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0. \quad (55)$$

Použitím ISM nám vychádza riešenie rovnice (55):

$$u(z, \tau) = N \frac{2}{e^\tau + e^{-\tau}} \cdot e^{\frac{iz}{2}} = N \operatorname{sech}(\tau) e^{\frac{iz}{2}}, \quad (56)$$

kde číslo N predstavuje rád solitónového impulzu [5]. Keď $N = 1$ nastáva zaujímavá situácia, kedy impulz nemení svoj tvar ako sa šíri optickým vláknom. Naproti tomu ak $N > 1$, tvar impulzu nie je stály a mení sa pravidelne so solitónovou periódou $Z_0 = \frac{\pi}{2} L_D$.

Pre telekomunikačné potreby je solitón prvého rádu najvhodnejší, pretože potrebujeme udržiavať stabilný tvar impulzu. Postupným upravovaním NLS a jej pretransformovaním dostávame tvar základného solitónu:

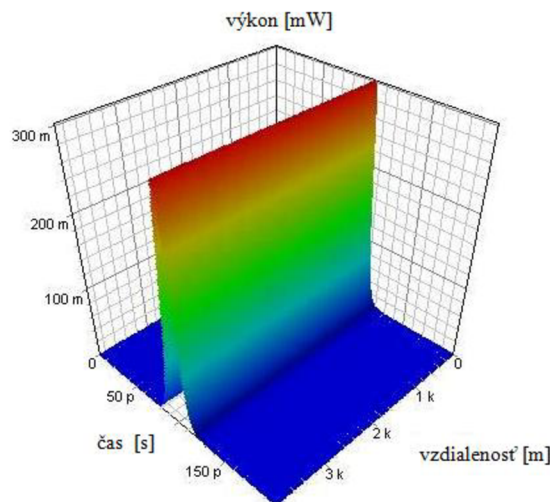
$$u(\xi, \tau) = \eta \operatorname{sech}[\eta(\tau - \tau_s + \delta\xi)] \exp \left[i(\eta^2 - \delta^2) \frac{\xi}{2} - i\delta\tau + i\phi_s \right], \quad (57)$$

kde η je amplitúda, δ je frekvencia, τ je pozícia, ϕ_s je fáza solitónu [2].

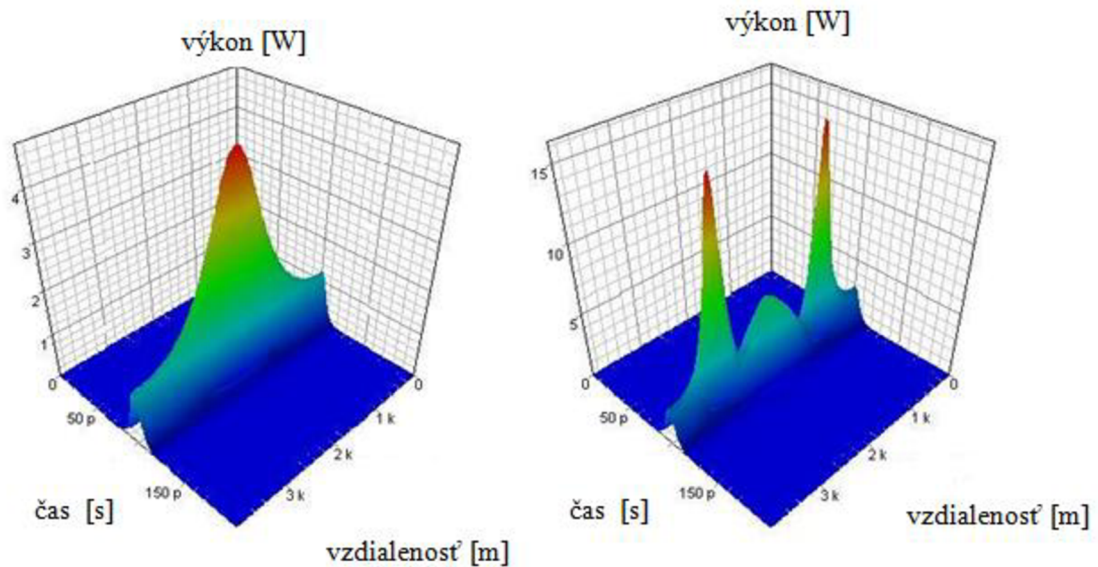
Potrebný výkon pre vytvorenie solitónu prvého rádu je daný vzťahom:

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \approx \frac{3,11|\beta_2|}{\gamma T_{\text{FWHM}}^2}, \quad (58)$$

ak by sme tento výkon zvyšovali, dostali by sme solitóny vyšších rádo.



Obr. 4.13: Tvar impulzu solitónu prvého rádu [15].



Obr. 4.14: Tvar impulzu solitónu druhého rádu (vľavo) a tretieho rádu (vpravo), so solitónovou periódou [15].

4.4 Nelineárny rozptyl svetla

Nelineárny rozptyl môžeme klasifikovať ako priamu premenu fotónu z jednej vlnovej dĺžky do inej (alebo iných) vlnových dĺžok. Rozptyl svetla je v optických vláknach prítomný vždy, aj pri malých výkonoch.

Hlavné formy nelineárneho elektromagnetického rozptylu sú Ramanov rozptyl a Brillouinov rozptyl. Sú to spontánne rozptyly, ktoré predpokladajú, že elektrické pole neovplyvňuje súčasné vlastnosti optického vlákna. Stimulovaný rozptyl je jav, pri ktorom dochádza k rozptylu svetelnej vlny vplyvom zrážok s tepelne alebo akusticky kmitajúcimi atómami vlákna [13].

4.4.1 Stimulovaný Ramanov rozptyl (SRS)

SRS je jav, ktorý vzniká pri interakcii optického žiarenia (fotónov) s vibračnými zložkami prostredia (molekulami kremenného skla). Pri zrážke fotónu s energiou $E_1 = h \cdot f_p$ a molekuly s vibračnou frekvenciou f_m , molekula absorbuje časť energie fotónu. Fotón bude mať potom energiu s novou frekvenciou f_s . Takto novo modifikovaný fotón sa nazýva Stokesov [44], [9]. Čerpacia vlna injektovaná do vlákna a frekvenčne posunutá Stokesova vlna sa riadi týmito rovnicami pre intenzitu čerpadla I_p a Stokesovu intenzitu I_s :

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s - \alpha_S I_s, \quad (59)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R I_p I_s - \alpha_P I_p, \quad (60)$$

kde α_p a α_s sú straty na frekvenciách čerpadla a Stokesovho poľa, ω_p a ω_s sú frekvencie čerpadla a Stokesovho poľa, g_R je Ramanov zisk [47].

Vyčerpávanie pumpujúceho žiarenia môže byť zanedbané pre odhad Ramanovho prahu. Z tohto dôvodu môžeme zanedbať prvý výraz na pravej strane v rovnici (59). Riešenie tejto rovnice pre intenzitu poľa na výstupe Ramanovho média s dĺžkou L zapíšeme nasledovne [42], [47]:

$$I_S(L) = I_S(0)\exp[g_R I_0 L_{\text{eff}} - \alpha_S L], \quad (61)$$

kde efektívna dĺžka je rovná vzťahu:

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - \exp[-\alpha_p L]}{\alpha_p}. \quad (62)$$

V neprítomnosti Stokesovho poľa na vstupe Ramanovho média, $I_S(0) = 0$, sa toto pole vytvára zo spontánneho Ramanovho rozptylu vo vnútri média. Veľkosť Stokesovho signálu na výstupe média s dĺžkou L je rovná:

$$P_S(L) = \int_{-\infty}^{\infty} \hbar \omega_S \exp[g_R(\omega_p - \omega_S)I_0 L_{\text{eff}} - \alpha_S L] d\omega_S. \quad (63)$$

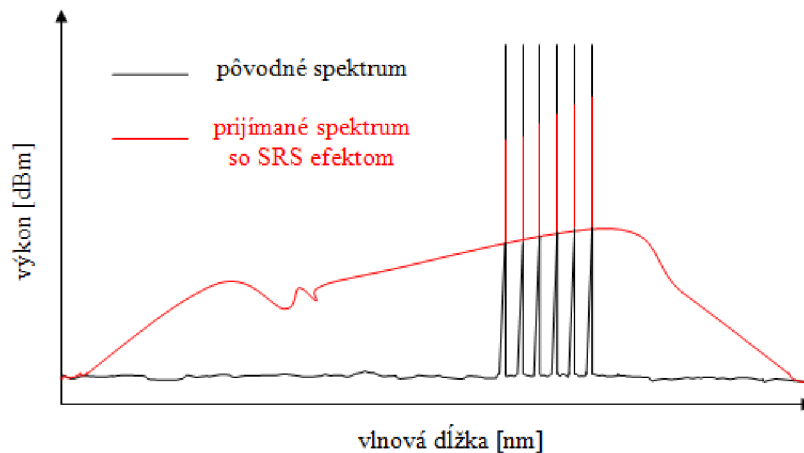
Výkon môžeme prepísať do tvaru:

$$P_p(L) = P_s(L) = P_0 \exp[-\alpha_p L], \quad (64)$$

kde $P_0 = I_0 A_{\text{eff}}$ je výkon čerpadla a A_{eff} je efektívna plocha.

Za použitia rovníc (63) a (64) môžeme vyjadriť kritický výkon čerpadla zodpovedajúcemu prahu SRS efektu [47]:

$$P_{\text{cr}} \approx \frac{16A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}}. \quad (65)$$



Obr. 4.15: Vplyv SRS na spektrum prenášaného signálu [9].

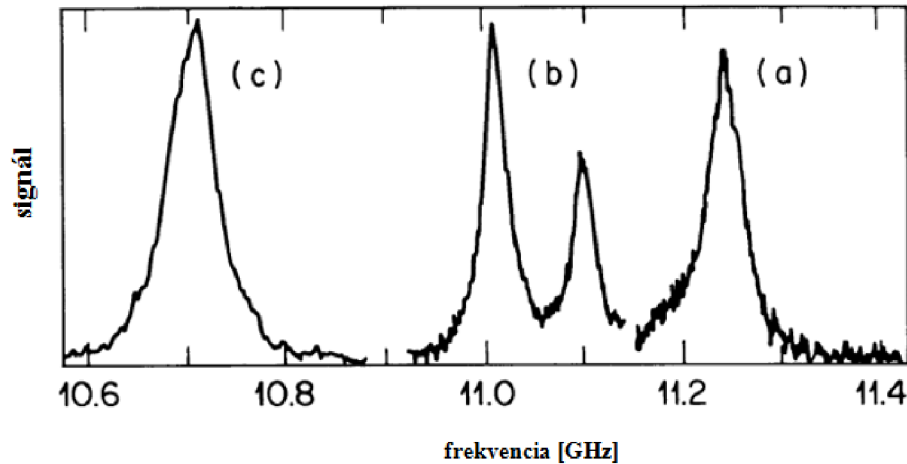
4.4.2 Stimulovaný Brillouinov rozptyl (SBS)

Tento nelineárny proces môže nastávať v optickom vlákne pri vstupných výkonoch oveľa nižších, ako sú potrebné pre SRS. Je to podobný jav ako SRS, prejavuje sa v nich generácia Stokesovej vlny. Veľký rozdiel je ale napríklad v tom, že zatiaľ čo v SRS sa Stokesova vlna môže šíriť v oboch smeroch, v SBS sa šíri len v spätnom smere [2].

Stimulovaný Brillouinov rozptyl vzniká interakciou optického poľa a akustického vlnenia. Pri dostatočne veľkom vstupnom výkone sa optická signálna vlna rozptyľuje na akustickej vlně. Pôvod akustickej vlny súvisí s prítomnosťou tepelných fonónov ako dôsledok tepelných kmitov kryštalickej mriežky materiálu jadra. Výsledná rozptýlená vlna sa šíri v spätnom smere a ochudobňuje dopredne šíriacu sa signálnu vlnu o určitú časť energie, ktorá bola rozptýlená na akustickej vlně [44].

Závislosť zosilnenia na frekvencii môžeme popísať Brillouinovým ziskom spektra. Konečná životnosť akustického fonónu T_B (tlmiaci čas akustickej vlny zodpovednej za Brillouinov rozptyl) je príčinou frekvenčnej závislosti zosilnenia (g_B). Tento zisk môžeme napísať ako:

$$g_B(\omega) = \frac{g_B(\omega_B)}{1 + (\omega - \omega_B)^2 T_B^2}. \quad (66)$$



Obr. 4.16: Vplyv Brillouinového zisku spektra na čerpacj vlně dĺžky 1525 nm u: (a) vlákna s jadrom z oxidu kremičitého, (b) stlačeného plášťu vlákna a (c) disperzne posunuté vlákno [2].

Z obr. 4.16 možno pozorovať, že Brillouinov posuv vo vlákne (b) a (c) je malý oproti posuvu vo vlákne (a). Dôvodom je vyššia koncentrácia germánia v jadre vlákien (b) a (c). Za vznik dvojitého vrcholu vo vlákne (b) je zodpovedné nehomogénne rozdelenie germánia v jadre [42].

Ak vezmeme do úvahy interakciu medzi čerpacou vlnou injektovanou do vlákna a Stokesovou vlnou, vieme pre intenzitu čerpadla I_p a Stokesovu intenzitu pola I_s zapísať rovnice:

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha I_s, \quad (67)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha I_p. \quad (68)$$

Rovnice (67) a (68) určujeme pre podmienku, že čerpace a Stokesove vlny sú lineárne polarizované pozdĺž rovnakého smeru a udržiavané pozdĺž vlákna. Relatívny uhol polarizácie medzi nimi sa však mení náhodne. Brillouinov zisk je preto g_B je znížený koeficientom 1,5 [2].

V prípade, že je Stokesov výkon oveľa menší ako čerpací výkon, môžeme predpokladať nevyčerpaný výkon čerpadla a tým pádom prvý výraz na pravej strane z rovnice (68) zanedbať:

$$I_S(0) = I_S(L) \exp\left(\frac{g_B P_0 L_{\text{eff}}}{A_{\text{eff}}} - \alpha L\right), \quad (69)$$

kde $P_0 = I_P(0)A_{\text{eff}}$ je výkon čerpadla, A_{eff} je efektívna plocha a efektívna dĺžka je rovná vzťahu:

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - \exp[-\alpha L]}{\alpha}. \quad (70)$$

Veľkosť Stokesovho signálu na výstupe média s dĺžkou L je rovná:

$$P_S(0) = P_S(L) \exp(-\alpha L) \exp\left(\frac{g_B P_0 L_{\text{eff}}}{A_{\text{eff}}}\right), \quad (71)$$

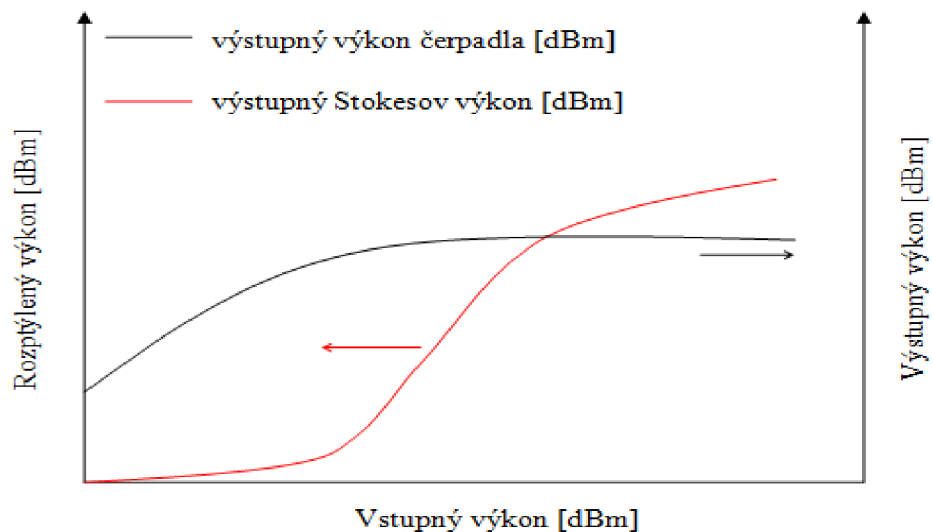
a

$$P_P(L) = P_P(0) \exp(-\alpha L). \quad (72)$$

Intenzita Stokesovej vlny rastie exponenciálne, ak vstupný výkon prekročí prahovú hodnotu. Pre úzkopásmové signály, za použitia rovnice (63) môžeme vyjadriť kritický výkon čerpadla zodpovedajúcemu prahu SBS efektu [47]:

$$P_{\text{cr}} \approx \frac{21bA_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}}, \quad (73)$$

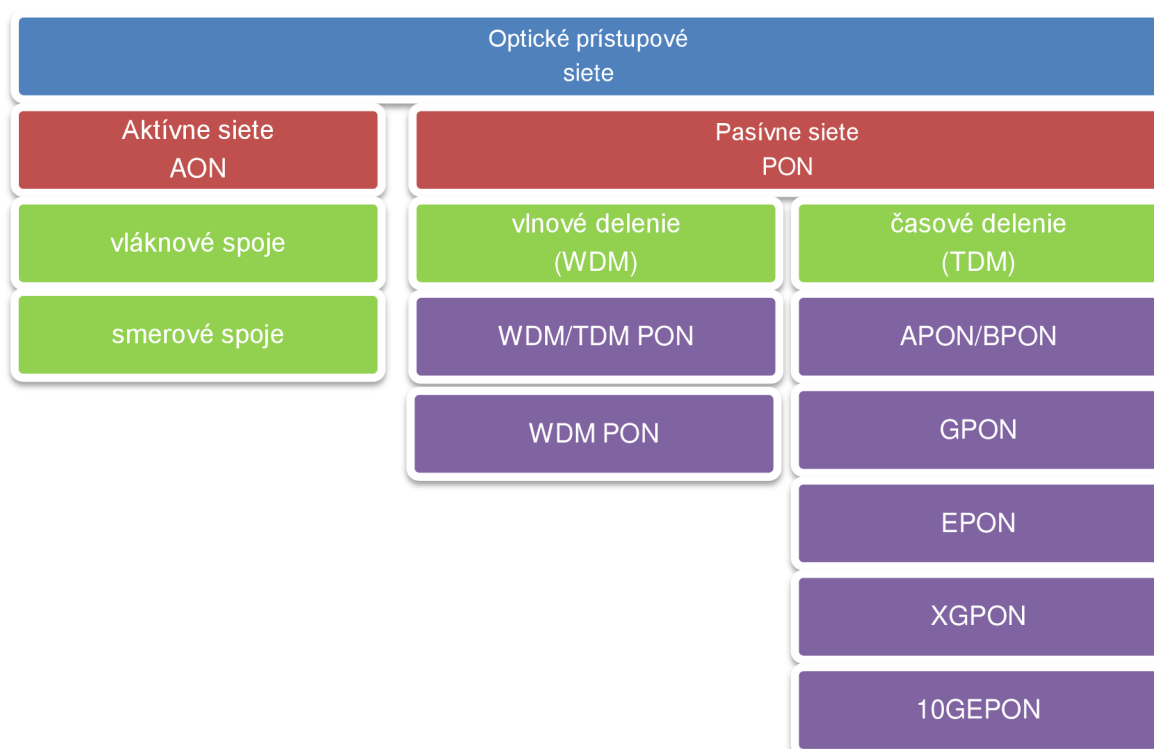
kde b je hodnota polarizácie ležiaca niekde medzi 1 a 2 v závislosti na relatívnej polarizácii čerpacej a Stokesovej vlny.



Obr. 4.17: SBS účinok na výkon signálu[9],[44].

5. Optické prístupové siete

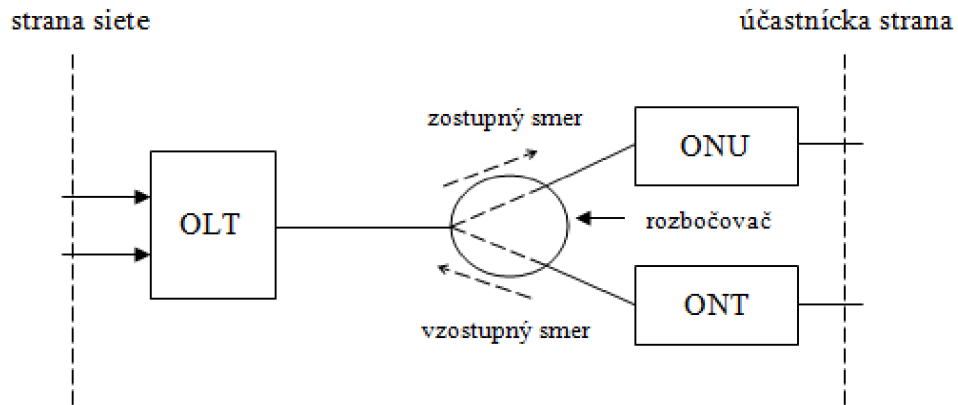
Optické prístupové siete sú už v dnešnej dobe najvhodnejším prostredím pre širokopásmové služby. Zvyšujúce nároky užívateľov na čo najväčšiu prenosovú rýchlosť koncových bodov siete a zaistenie širokopásmových služieb nám zavádza označenie OAN (Optical Access Network). OAN tvoria rôzne typy optických káblov a zväzky optických vlákien, ktoré navzájom prepájajú konečných používateľov s distribučnými uzlami prístupovej siete. Technológia optických vlákien je už takmer samozrejmou pri budovaní transportných medzimestských a metropolitných sietí. OAN bez problémov zvládajú prenos od stoviek Mbit/s až do jednotiek Gbit/s, s ktorými v súčasnej dobe najlepšie spĺňajú podmienky aj pre kapacitu, spoľahlivosť a dostupnosť. Na obr. 5.1 je znázornená topológia optickej prístupovej siete.



Obr. 5.1: Topológia optickej prístupovej siete [51].

Základnými funkčnými jednotkami optických prístupových sietí sú:

- **OLT** (Optical Line Terminal) = optické linkové zakončenie, zaisťujúce funkcie sieťového rozhrania medzi prístupovou sieťou a sieťami telekomunikačných služieb,
- **ODN** (Optical Distribution Network) = optická distribučná sieť, čo je súbor optických prenosových prostriedkov medzi OLT a jednotkami ONU,
- **ONU** (Optical Network Unit) = optické ukončujúce jednotky, zabezpečujúce funkcie na rozhraní optickej a metalickej časti siete,
- **ONT** (Optical Network Terminal) = optické sieťové zakončenie, zabezpečujúce funkcie účastníckeho rozhrania medzi koncovými zariadeniami účastníkov a prístupovou sieťou [40]. Príklad zapojenia je na obr. 5.2.



Obr. 5.2: Blokovaná schéma prístupovej siete [40].

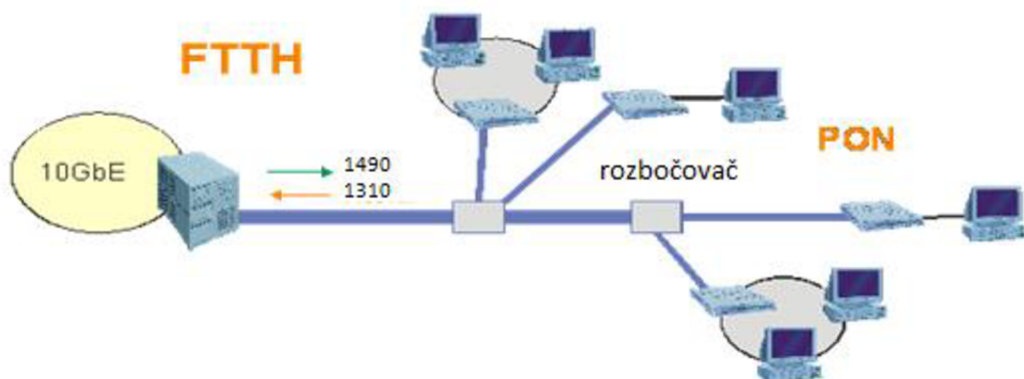
Podľa spôsobu ukončenia jednotiek ONU v optických prístupových sieťach a spôsobu ich prevedenia, t. j. podľa toho, kde je v sieti optické vlákno ukončené, sa rozlišujú rôzne typy OAN, z ktorých ako základné sú uvádzané FTTx (*Fibre to the x*), optická sieť až k používateľovi a s dostupnosťou transportných optických sietí.

5.1 Optické siete FTTx

Podľa toho, akú časť optickej a metalickej časti majú, ich rozdeľujeme na [14], [49]:

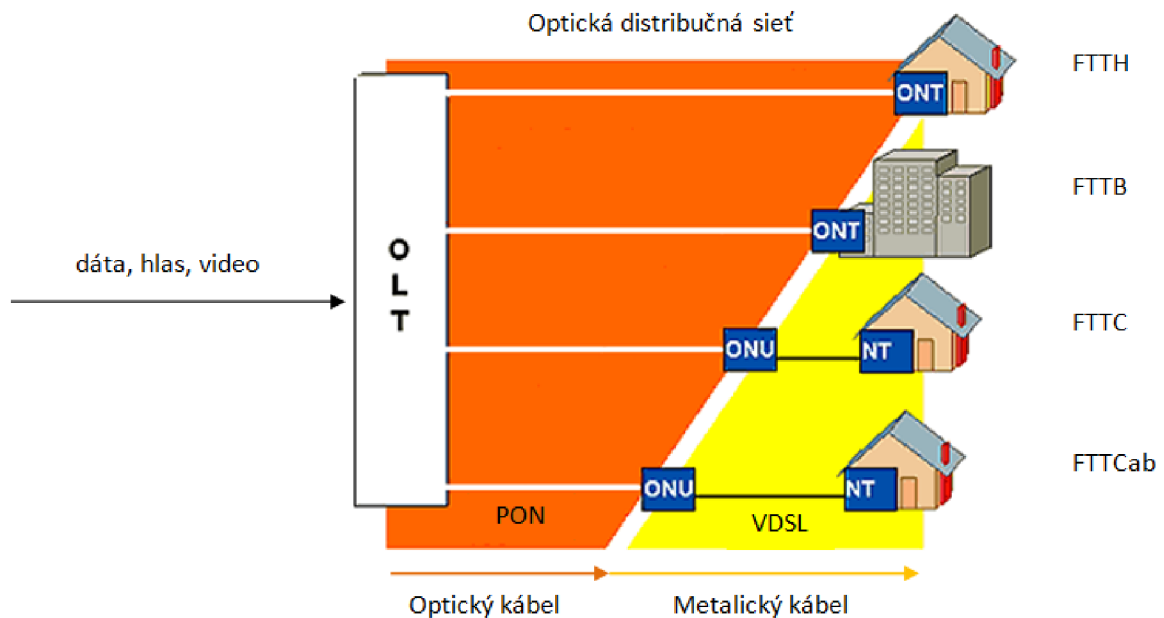
➤ FTTH (Fibre to the Home)

Optické vlákna sú zavedené až ku koncovým bodom siete, t. j. až na účastnícke zásuvky. Optické riešenie pritom môže byť založené na prenose medzi dvoma bodmi (point-to-point - PTP) alebo na mnohobodovej architektúre (point-to-multipoint - PTMP) s pasívnym odbočovaním (PON). Každé z uvedených riešení môže využívať buď dve vlákna – zvlášť pre každý smer prenosu alebo jedno vlákno s vlnovým delením, to znamená, s vyhradenými vlnovými dĺžkami pre každý smer prenosu [49]. Príklad zapojenia je na obr. 5.3.



Obr. 5.3: Príklad zapojenia FTTH [49].

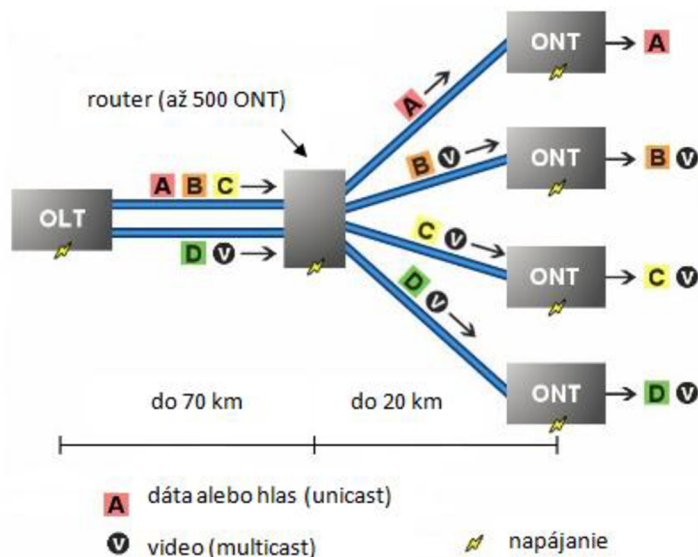
- FTTB (Fiber to the building) - vlákno až k budove.
- FTTC (Fiber to the curb) - vlákno až k okraju chodníku.
- FTTCab (Fiber to the cabinet) - vlákno až do kabinetu.
- FTTO (Fiber To The Office) - vlákno až do kancelárie.
- FTTN (Fiber to the node) - vlákno k uzlu.
- FTTP (Fiber to the premises) – vlákno až k areálu.
- atď.



Obr. 5.4: Prehľad FTTx sietí [35].

5.2 Aktívna optická sieť AON

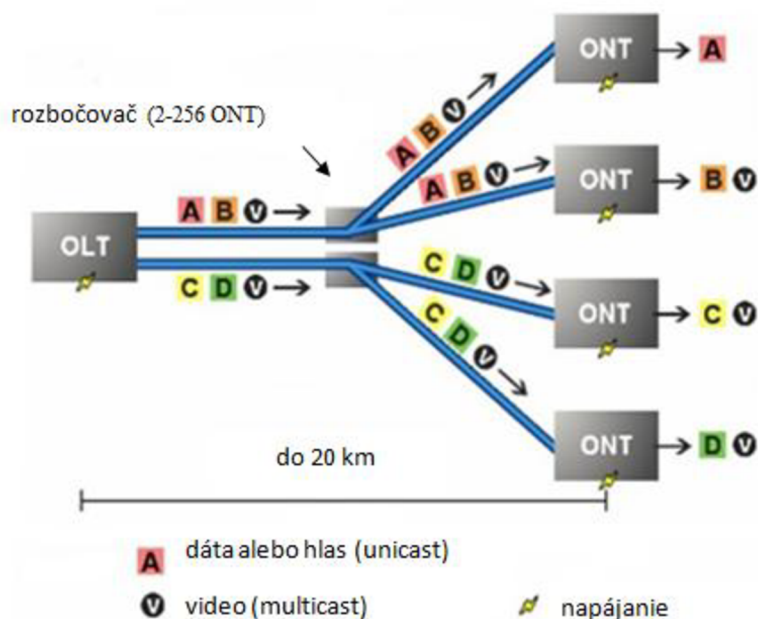
Tento druh siete je vystavaný ako na topológii P2P, tak aj na topológii P2MP (v ktorej je použitý aktívny prepínací prvok). Prepája jednotky OLT s jednotkami ONU aktívnych sieťových prvkov. AON nemá na svojej trase medzi OLT a ONT žiadny pasívny prvok, okrem optického vlákna. Aktívne sieťové prvky sú napr. opakovače, rozbočovače či multiplexory/demultiplexory (elektricky napojené), ktoré rozdeľujú a v opačnom smere združujú signály medzi jednotlivými časťami optickej siete. Výhodou AON je, že ich možno použiť na väčšie vzdialenosti ako u PON, limit je približne 80 km v závislosti na počte koncových užívateľov, kde maximálny počet koncových užívateľov je daný počtom použitých aktívnych prvkov [45]. Nevýhodou sú naopak vysoké náklady na vybudovanie takýchto sietí. Príklad realizácie AON je vidieť na obr. 5.5.



Obr. 5.5: Aktívna optická sieť [11].

5.3 Pasívna optická sieť (PON)

PON využíva jedno zdieľané optické vlákno, ktoré je delené (zdieľané) pomocou lacného optického rozbočovača (splittera). Rozbočovač iba rozdelí optický signál na 2-256 ONT pripojených osobitnými vláknami. Každá účastnícka ukončujúca jednotka ONU obdrží kompletný multiplexovaný signál od linkového zakončenia OLT a vyberie z neho iba jej prislúchajúci kanál. Pasívna je technológia z dôvodu absencie aktívnej elektroniky v prístupovej sieti. Použitím týchto techník je možné vytvoriť pasívnu optickú infraštruktúru: point-to-multipoint s podporou rýchlosti až 10 Gbit/s do vzdialenosti 20 km. Vysielaný signál smerom k zákazníkovi je formou broadcastu, preto na zabezpečenie používa šifrovanie. Smerom od zákazníka k poskytovateľovi sa používa prístupová metóda TDMA – časovo delený viacnásobný prístup [19]. Príklad realizácie je vidieť na obr. 5.6.



Obr. 5.6: Pasívna optická sieť [11].

6. Praktická časť

V tejto časti si reálne priblížime simulovanie popisovaných javov z predchádzajúcich kapitol. Zameriame sa na dokázanie výhod a nevýhod, ktoré tieto javy poskytujú. Simulácie rozdelíme do 2 hlavných kapitol, podľa architektúry PON. V kapitole 6.1 si detailne rozoberieme štvorvlnové zmiešavanie (FWM) a vplyv stimulovaného Ramanovho rozptylu (SRS) na parametre WDM-PON. Následne v kapitole 6.2 si priblížime vplyv SRS a vlastnej fázovej modulácie (SPM) na parametre TDM-PON.

Simulácie sú realizované v softvérovom programe optSim 5.2, v móde „Sample Mode“.

6.1 Vplyv nelineárnych javov na parametre WDM-PON

WDM-PON je metóda, ktorá využíva prenos signálu pomocou vlnového multiplexovania, ktoré je založené na umiestnení väčšieho množstva vlnových dĺžok do jedného spoločného vlákna. WDM teda umožňuje znásobovať celkovú kapacitu vlákna.

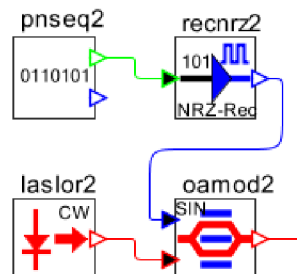
Toto zapojenie je realizované pomocou smerovej odbočnice AWG, ktorá signál rozdelí na jednotlivé vlnové dĺžky a následne ich rozširuje ku koncovým jednotkám ONU.

WDM-OLT vysielač

Tento vysielač je tvorený 32 jednotkami skladajúcimi sa z laseru, modulátoru, generátoru dát a NRZ modulátoru. Tieto jednotky sú zlúčené pomocou multiplexoru do jedného vlákna. V tab. 6.1 vidíme základné parametre tohto vysielača.

Pilotná vlnová dĺžka	1540 nm
Odstup nosných	0,2 a 0,8 nm
Výkon laserov	0 dBm / 1 mW
Generátor dát	Pseudonáhodný binárny kód s rýchlosťou 10 Gbit/s
NRZ raised cosine modulátor	Low Level = 0 V High Level = 5 V

Tab. 6.1: Parametre vysielača WDM-OLT.



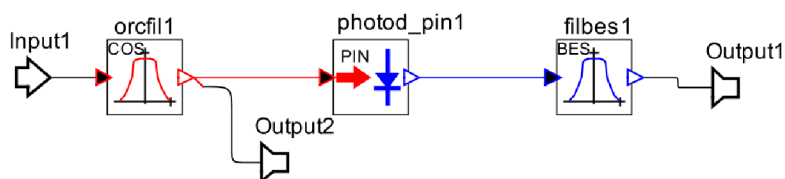
Obr. 6.1: WDM-OLT vysielač.

Distribučná sieť

Tvorí súbor všetkých prenosových prostriedkov medzi OLT a ONU. Je tvorená hlavným vláknom, AWG odbočnicou s vloženým útlmom 4 dB a vedľajšími vláknami k ONU (1 km). V oboch vláknach je zvolená disperzia 16,75 ps/(nm*km). Vždy v hlavnom vlákne, ktorého parametre sa budú pre konkrétne simulácie meniť, sú implikované vybrané nelineárne javy.

ONU prijímač

Tento model je rovnaký ako pre WDM tak aj TDM. Je tvorený optickým filtrom (prepúšťa signál požadovanej vlnovej dĺžky), PIN fotodiódou a Besselovým filtrom (vyhladí výstupný elektrický signál).



Obr. 6.2: ONU jednotka.

6.1.1 FWM

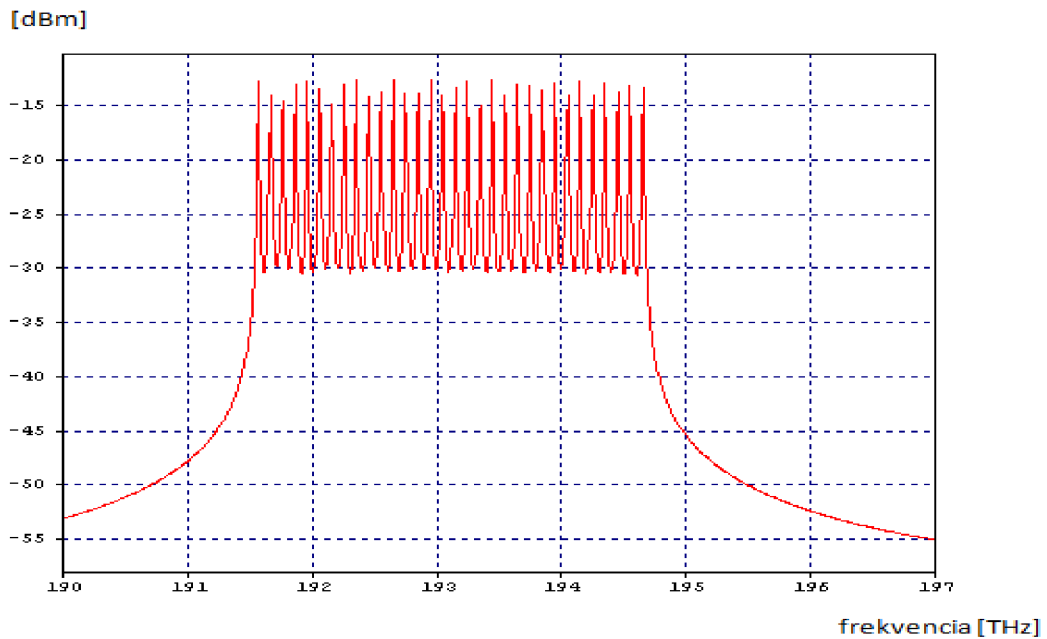
FWM je jeden z najpodstatnejších zdrojov nelineárneho preslechu pre WDM komunikačné systémy. To môže byť zrejme zo skutočnosti, že vplyv medzi dvoma a viacerými signálmi generuje nové harmonické. V prípade, že kanály sú rovnomerne rozmiestnené, nové frekvencie sa zhodujú s už existujúcimi frekvenciami kanálov. Môže viesť k nelineárnemu preslechu medzi kanálmi. Účinnosť FWM závisí na vstupnom výkone signálu, odstupe kanálov a disperzie.

O problematike tohto javu, ktorý je najčastejším vo WDM systémoch, sme sa detailnejšie zaoberali v teoretickej kapitole 4.2.4, kde sme si ukázali hlavné príčiny tohto javu a jeho dopad na prenosový systém. V tejto kapitole si konkrétne ukážeme vplyv FWM na WDM-PON.

Parametre simulácie:

- vlnové dĺžky = pilotná 1540 nm, premenlivý odstup kanálov (0,2; 0,8 nm)
- výkon laserov = 0 dBm,
- koeficient nelinearity = 1,266 l/W/km,
- nelineárny index lomu = $2,5 \cdot 10^{-20}$,
- efektívna plocha jadra = $80 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$,
- výkon na zosilňovačoch = premenlivý 5-20 dBm,
- útlm vlákna = 0,25 dB/km.

- 1) V tomto bode si ukážeme vplyv FWM na WDM v závislosti na vstupnom výkone. Postupne budeme meniť hodnotu zosilňovačov v rozmedzí 0 - 20 dBm. Odstup kanálov v tejto simulácii je 0,8 nm.

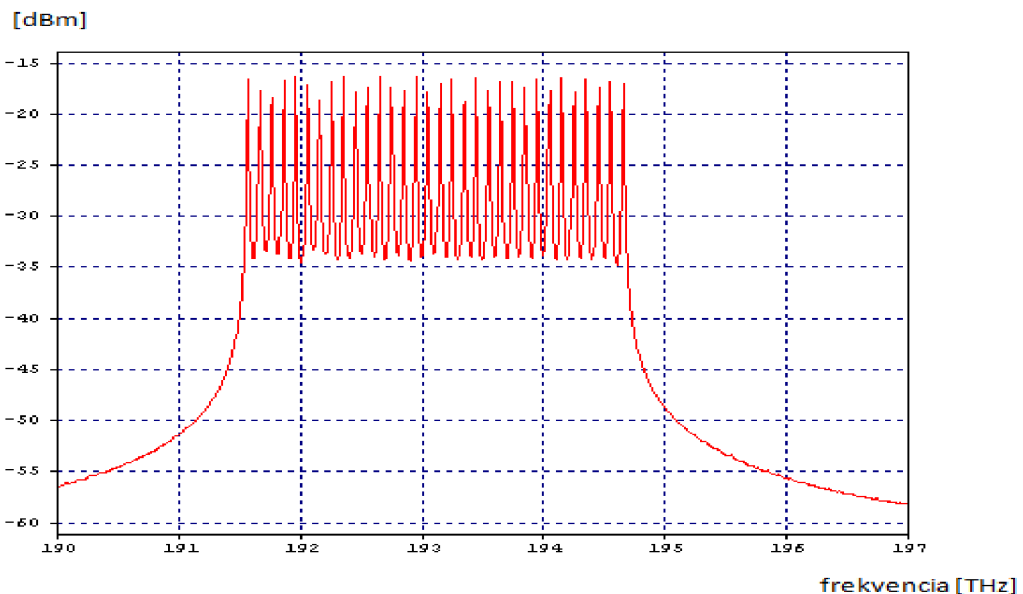


Obr. 6.3: Vstupné spektrum signálu pri 0 dBm.

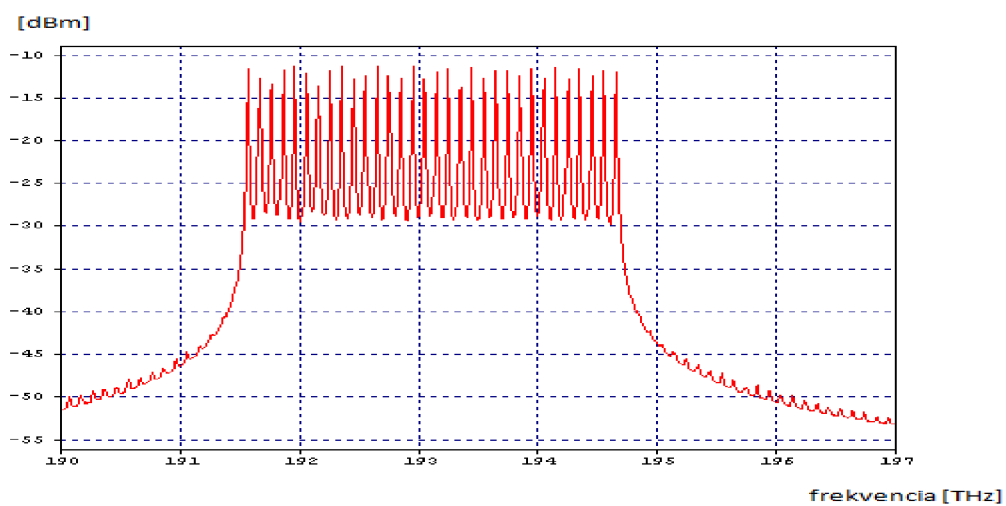
Na obr. 6.3 vidíme vstupné spektrum signálu pri nastavení zosilňovačov na hodnotu 0 dBm.

Ako vidíme na obr. 6.4, pri takomto nastavení simulačného modelu sa FWM neprejavuje, pretože jeho kritickosť je hraničná práve na hodnote vstupného výkonu. Z obr. 6.5 a

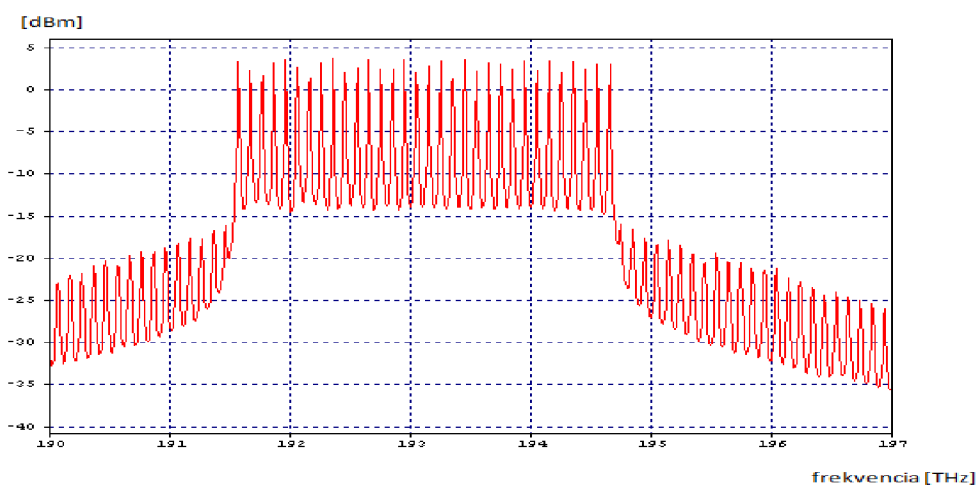
obr. 6.6 sa nám to potvrdzuje. Pri hodnote 20 dBm je veľkosť postranných zložiek tak výrazná, že chybovosť so vzdialenosťou značne rastie.



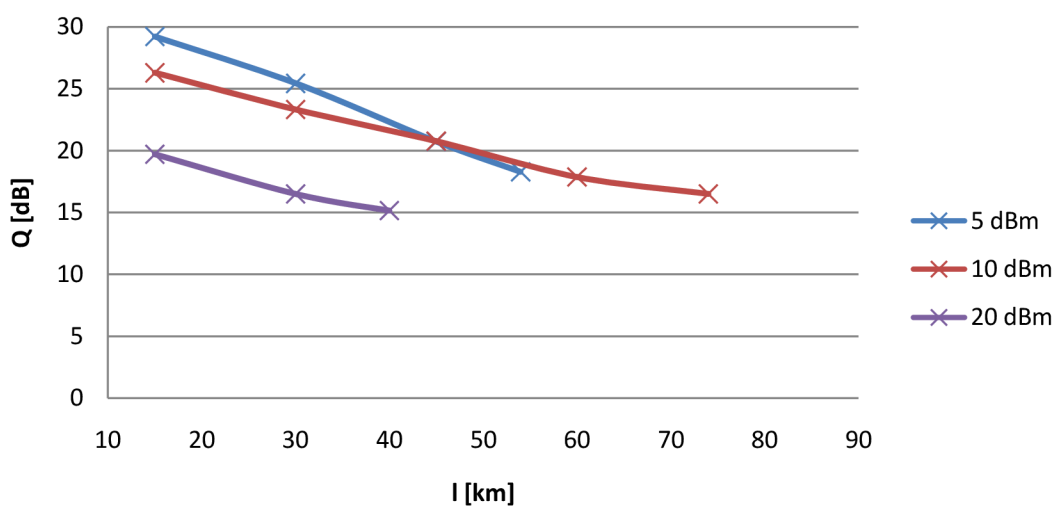
Obr. 6.4: Spektrum výstupného signálu pri 0 dBm.



Obr. 6.5: Spektrum výstupného signálu pri 5 dBm.



Obr. 6.6: Spektrum výstupného signálu pri 20 dBm.



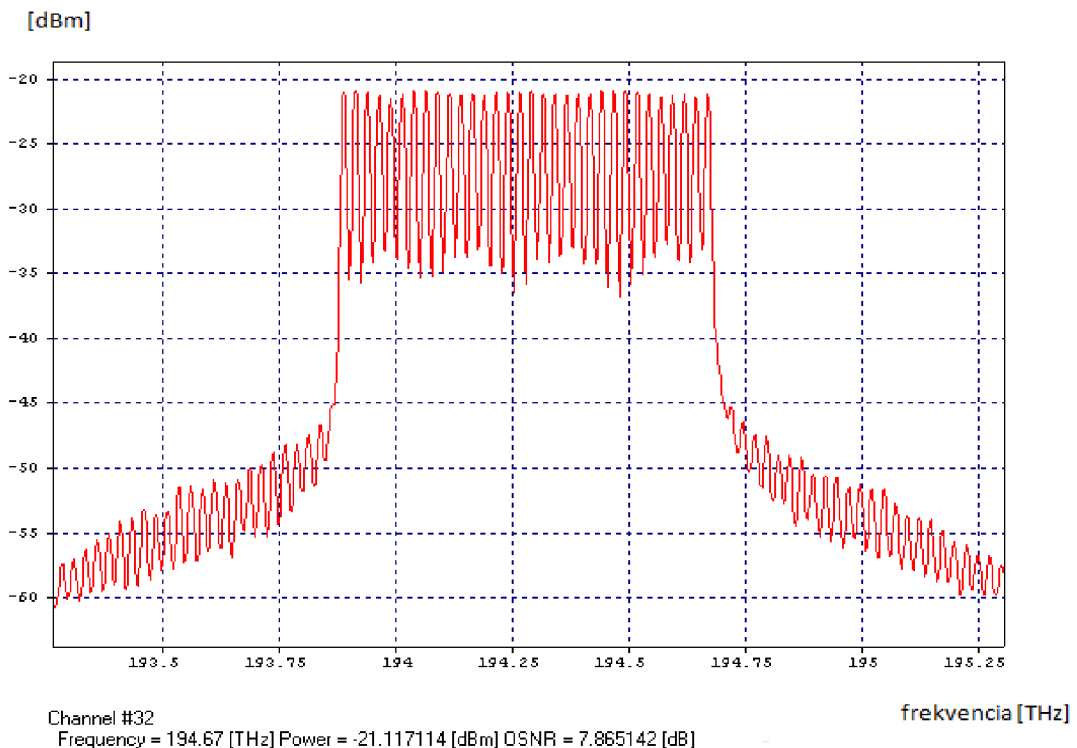
Obr. 6.7: Závislosť Q-parametra na vzdialenosti.

Na obr. 6.7 vidíme, ako hodnota vstupného výkonu výrazne ovplyvňuje prenosové parametre WDM-PON. Ako pozorujeme z odsimulovaných hodnôt, pri hodnote zosilňovačov 5 a 10 dBm sme výrazne ovplyvnení výkonovým limitom na jednotke ONU. Konkrétne pri simulácii, kde sme nastavovali hodnotu zosilňovačov na 5 dBm by sme sa dokázali dostať až na vzdialenosť 78 km s $BER = 1,99 \cdot 10^{-9}$. Avšak už pri vzdialenosti 55 km je prijímaný výkon taký malý, že to nie je možné. Všeobecne sa odporúča neprekročiť hraničnú hodnotu -25 dBm. Pritom Q-parameter a teda aj BER sú takmer identické pre obidve simulácie až do vzdialenosti cca 60km.

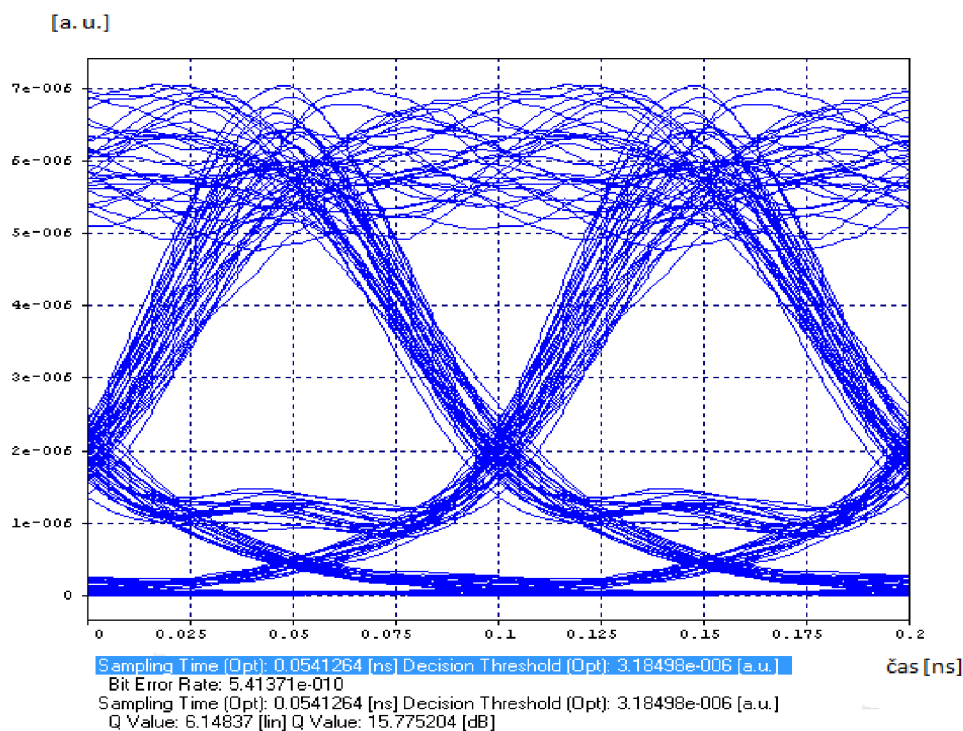
Napriek výkonovému limitu vieme s určitosťou povedať, že menšia hodnota vstupného výkonu alebo lepšie povedané, nájdenie najvhodnejšej hodnoty vstupného výkonu je veľmi dôležitá úloha pri posudzovaní vplyvu FWM na WDM-PON. Napríklad pri nastavení zosilňovačov už na zmieňovanú hodnotu 10 dBm vidíme, že sa dostávame o cca 20 km ďalej ako pri predchádzajúcom prípade, čiže vplyv FWM sa ešte tak výrazne neprejavuje.

Pri hodnote 20 dBm sledujeme ale zásadný problém FWM. Všetky prenosové parametre sa výrazne zhoršujú, pričom vzdialenosť na ktorú sme sa dostali je cca 40 km. Pre takýto odstup kanálov je prakticky takéto zosilnenie nevhodné, z nameraných hodnôt vyplýva, že už pri vzdialenosti 15 km máme $BER 1,43 \cdot 10^{-21}$, pričom pri predchádzajúcich 2 simuláciách sme sa dostali až na hodnotu 30 km z $BER 1 \cdot 10^{-40}$. Pravdepodobnosť preslechov medzi kanálmi je už pri malých vzdialenostiach dosť vysoká.

- 2) Zosilňovače nastavíme na hodnotu 10 dBm a odsimulujeme schému zapojenia pre odstup kanálov 0,2 a 0,8 nm.



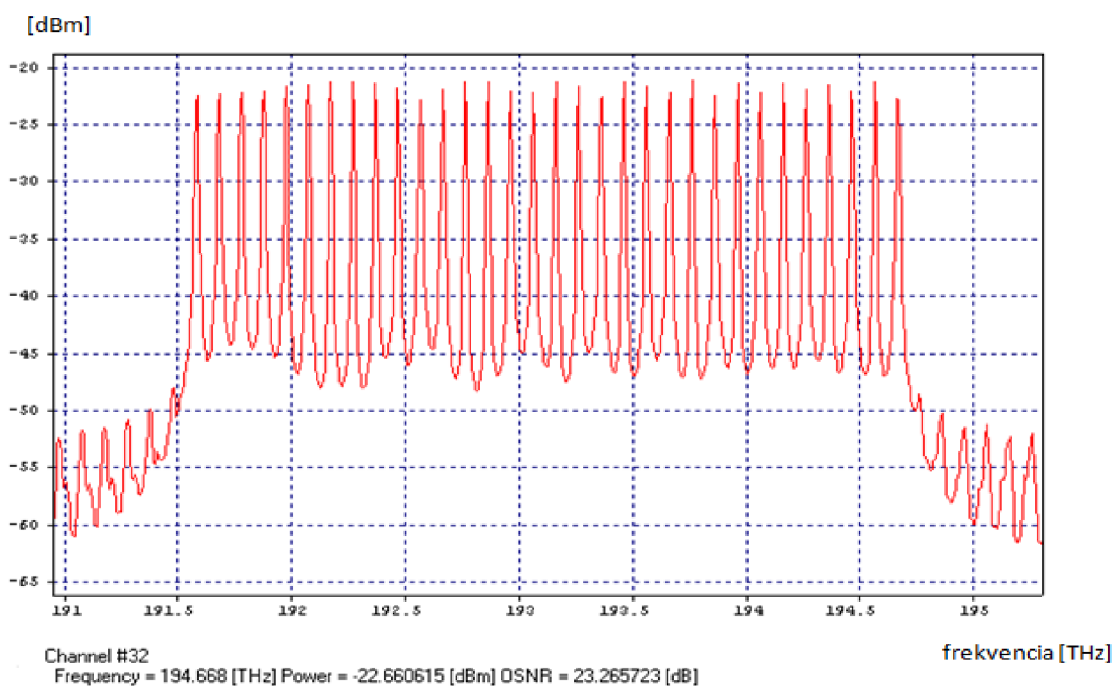
Obr. 6.8: Vplyv FWM pri odstupe kanálov 0,2 nm.



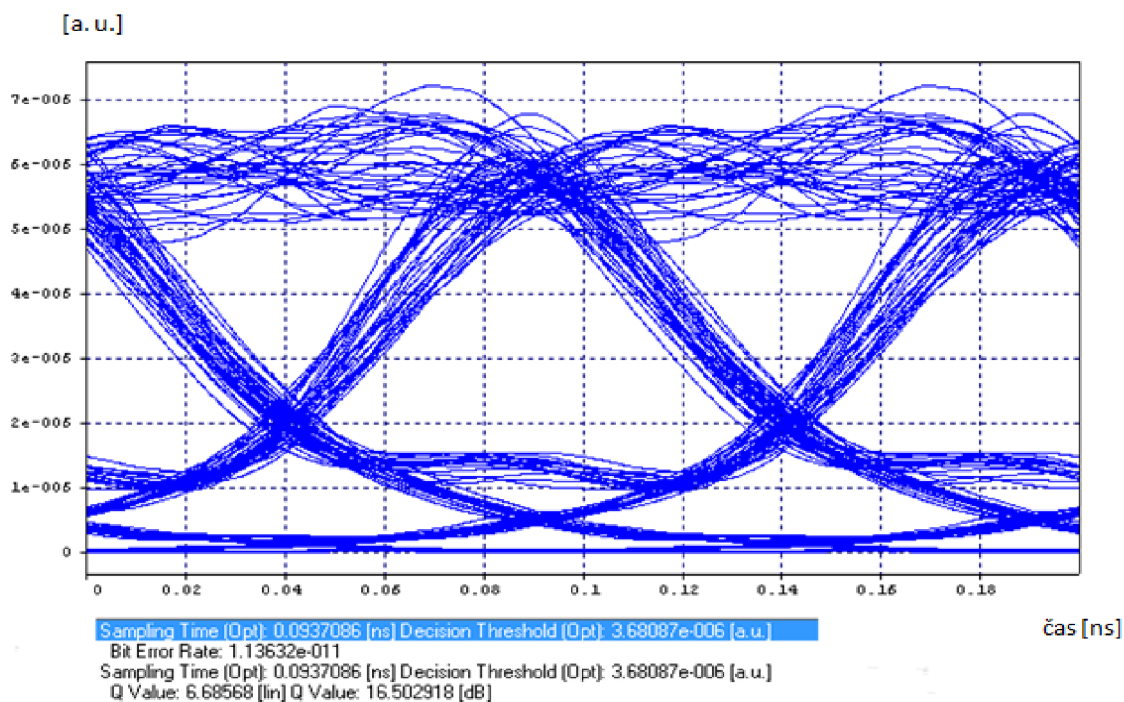
Obr. 6.9: Diagram oka pri odstupe kanálov 0,2 nm.

Z obr. 6.8 a obr. 6.9 vidíme, ako odstup kanálov zohráva tiež výraznú úlohu pri FWM. Tieto simulácie boli zaznamenané v hraničných vzdialenostiach, kedy BER neklesol pod hodnotu $\times 10^{-9}$, pod ktorú by sme sa v PON sieťach nemali dostať. Pri odstupe kanálov 0,2 nm sme sa dostali na hodnotu cca 74 km.

Ako vidíme na nasledujúcich dvoch obrázkoch (odstup kanálov 0,8 nm) obr. 6.10 a obr. 6.11, odstup signálu od šumu je výrazne vyšší, rovnako ako aj prenosové parametre sa podstatne zlepšili. Maximálna vzdialenosť nám vyšla kvôli výkonovému limitu rovnako 74 km.

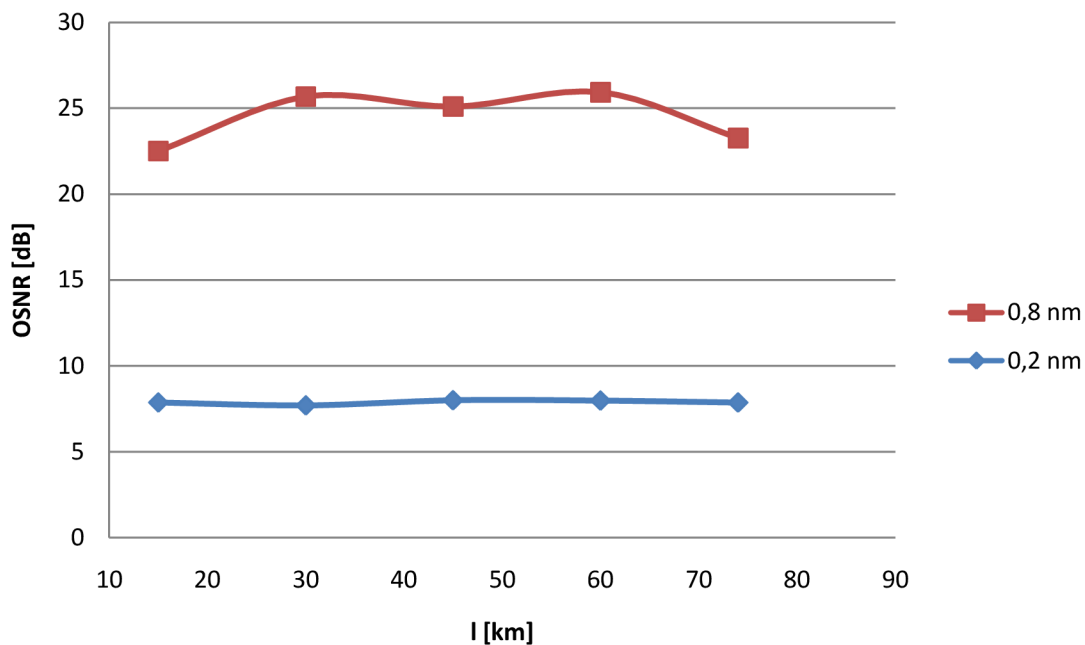


Obr. 6.10: Vplyv FWM pri odstupe kanálov 0,8 nm.



Obr. 6.11: Diagram oka pri odstupe kanálov 0,8 nm.

V nasledujúcom grafe (obr. 6.12) vidíme detailnejšie závislosť OSNR (odstup signál - šum) na odstupe kanálov. Dá sa povedať, že krivky vychádzali takmer lineárne, avšak rozdiel medzi nimi bol približne 17 dB (od 30 do 60 km), z čoho tiež detailne vidíme nevýhodu malého odstupe kanálov vo WDM z hľadiska OSNR.



Obr. 6.12: Závislosť OSNR na odstupe kanálov.

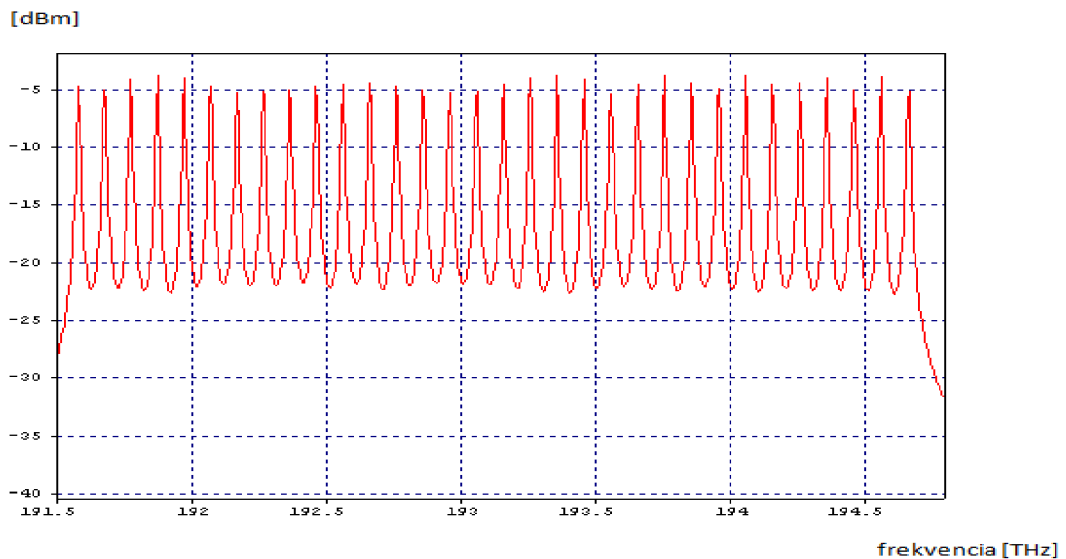
6.1.2 Stimulovaný Ramanov rozptyl

V tejto časti sa zameriame na to, ako vďaka stimulovanému Ramanovmu rozptylu dochádza k zosilňovaniu vstupného signálu v optickom vlákne. Schéma zapojenia je rovnaká ako základná WDM-PON, všetky nastavenia sa robili buď na zosilňovačoch alebo priamo vo vlákne.

Parametre simulácie:

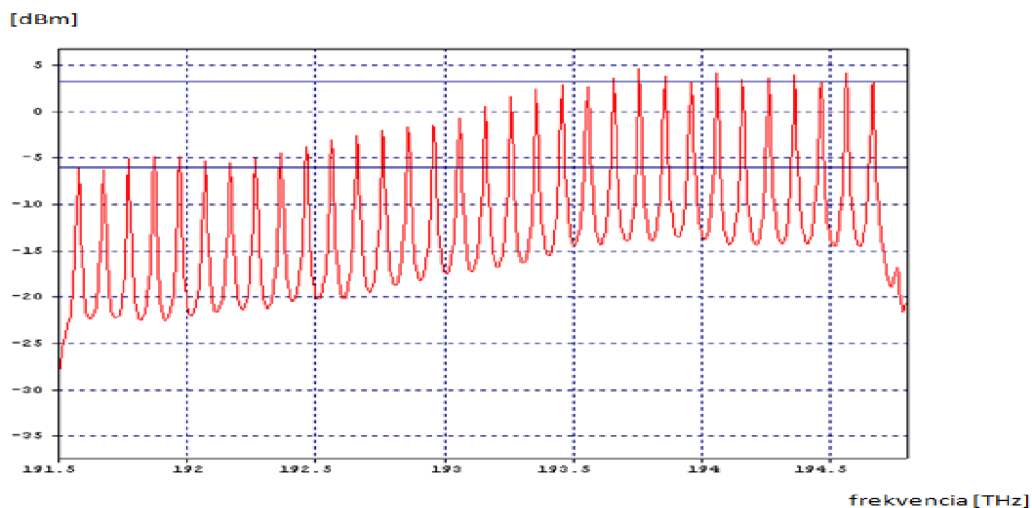
- vlnové dĺžky = 1540 - 1564,8 nm, odstup kanálov 0,8 nm,
- výkon laserov = 0 dBm,
- koeficient nelinearity = 1,8 1/W/km,
- nelineárny index lomu = $3 \cdot 10^{-20}$,
- efektívna plocha jadra = $67,433 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$,
- výkon na zosilňovačoch = premenlivý 12-20 dBm,
- výkon čerpadla = 27 dBm,
- Raman Effects = Standard,
- pozícia budiacej pumpy = premenná 1420 - 1530 nm,
- útlm čerpadla = 0,2 dB/km,
- útlm vlákna = 0,2 dB/km.

- 1) Hlavné vlákno ponecháme na dĺžke 20km, výkon na zosilňovači nastavíme na hodnotu 12 dBm a budeme meniť pozíciu budiacej pumpy. Spektrum vstupného signálu je na obr. 6.13.

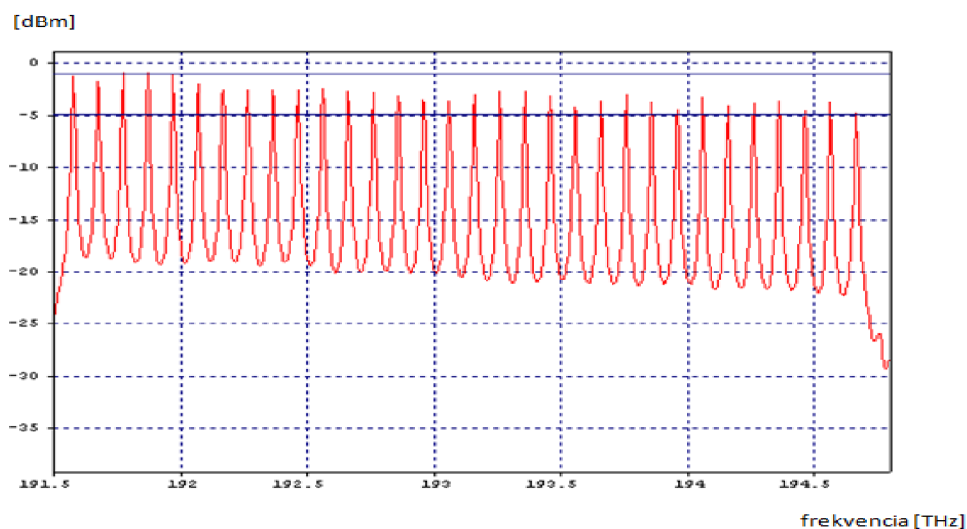


Obr. 6.13: Spektrum vstupného signálu.

Zaujímavý úkaz vidíme pri 2 rôznych vlnových dĺžkach budiacej pumpy, kedy sa spektrum signálu „skláňa“ od (obr. 6.14) alebo k (obr. 6.15) budiacej pumpe. Pri pozícii budiacej pumpy 1440 nm je rozdiel medzi prvým a posledným kanálom 9,27 dBm, pri 1500 nm je tento rozdiel 3,91 dBm.

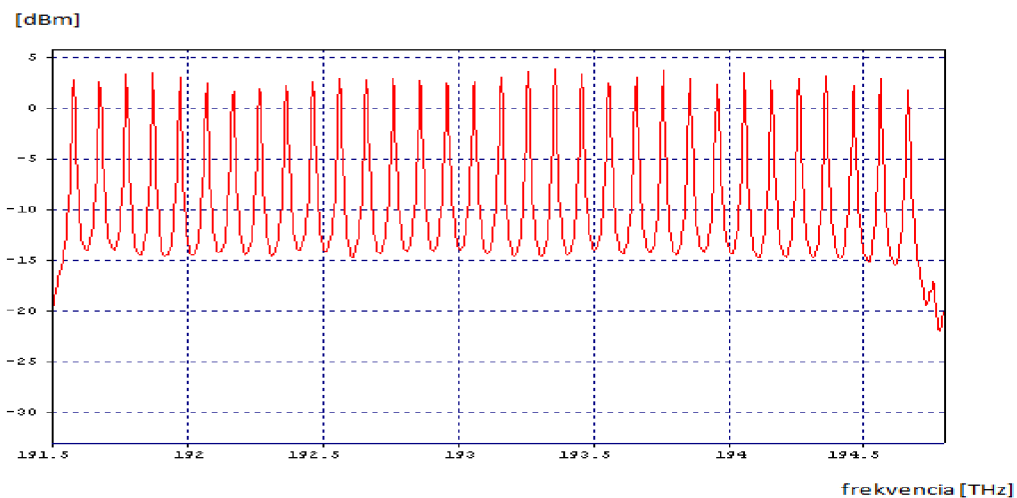


Obr. 6.14: Spektrum výstupného signálu pri budiacej pumpe 1440 nm.



Obr. 6.15: Spektrum výstupného signálu pri budiacej pumpe 1500 nm.

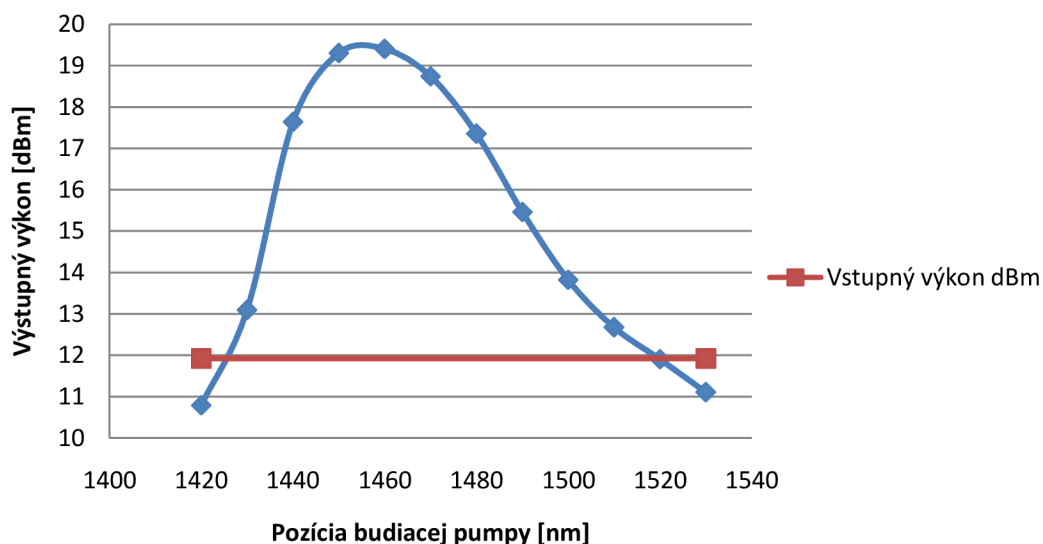
Približne pri vlnovej dĺžke 1455 nm je akýsi pomyselný stred, kedy aj spektrum zosilneného výstupného signálu je skoro konštantné, vid' obr. 6.16.



Obr. 6.16: Spektrum výstupného signálu pri budiacej pumpe 1455 nm.

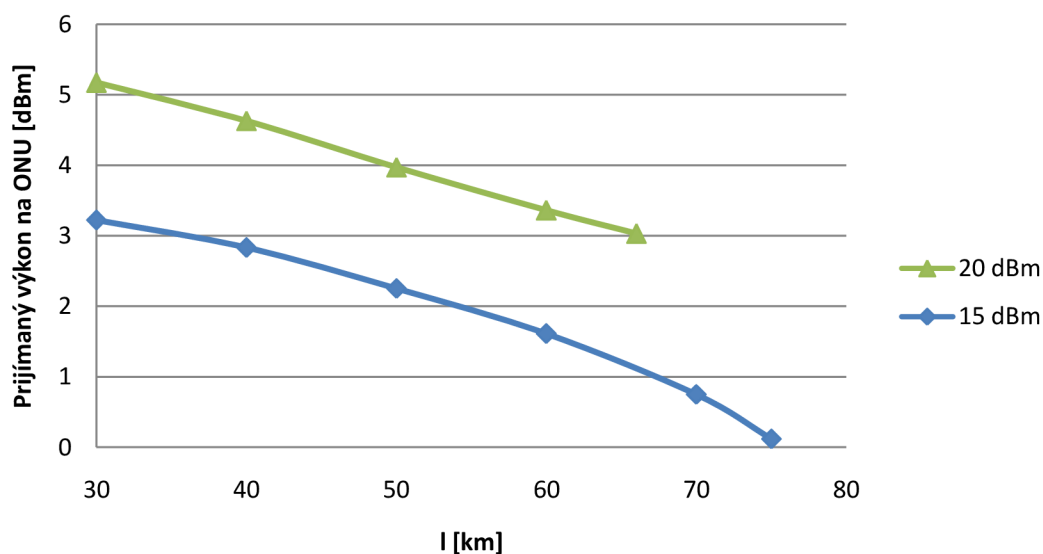
Z obr. 6.17 nám vychádza, že najväčší rozdiel medzi výkonom vstupujúcim do vlákna a vystupujúcim z neho je približne pri pozícii budiacej pumpy 1460nm. Hodnota tohto výstupného výkonu je väčšia o 7,48 dBm pri BER $2,78 \cdot 10^{-21}$ oproti vstupnému výkonu (11,92 dBm), čiže vidíme, že dochádza k zosilňovaniu vstupného signálu. Na obe strany od tejto vlnovej dĺžky je zosilnenie menšie, ale zároveň sa zlepšujú parametre ako Q-faktor a BER. Čiže vieme povedať, že pozícia budiacej pumpy pri Ramanovom zosilnení zohráva výraznú rolu.

Ako vidíme, k zosilneniu dochádza v pásme medzi 1420 a 1520 nm. Pri týchto krajných bodoch zosilnenia je BER = $1 \cdot 10^{-40}$.



Obr. 6.17: Rozdiel vstupného a výstupného výkonu pri rozdielnych pozíciách budiacej pumpy.

2) Pozíciu budiacej pumpy nastavíme na hodnotu 1440 nm a budeme meniť výkon na zosilňovačoch.

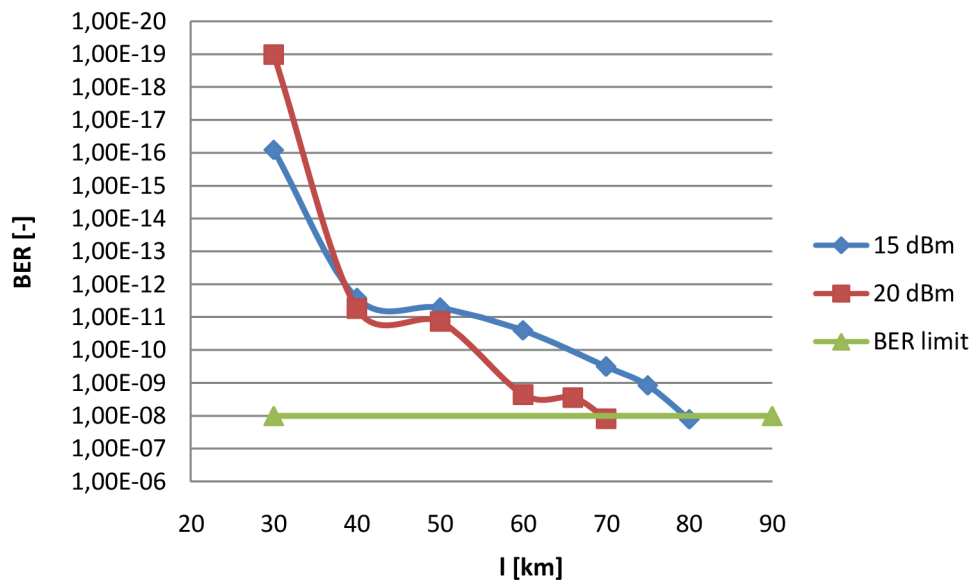


Obr. 6.18: Závislosť prijímaného výkonu na vzdialenosti.

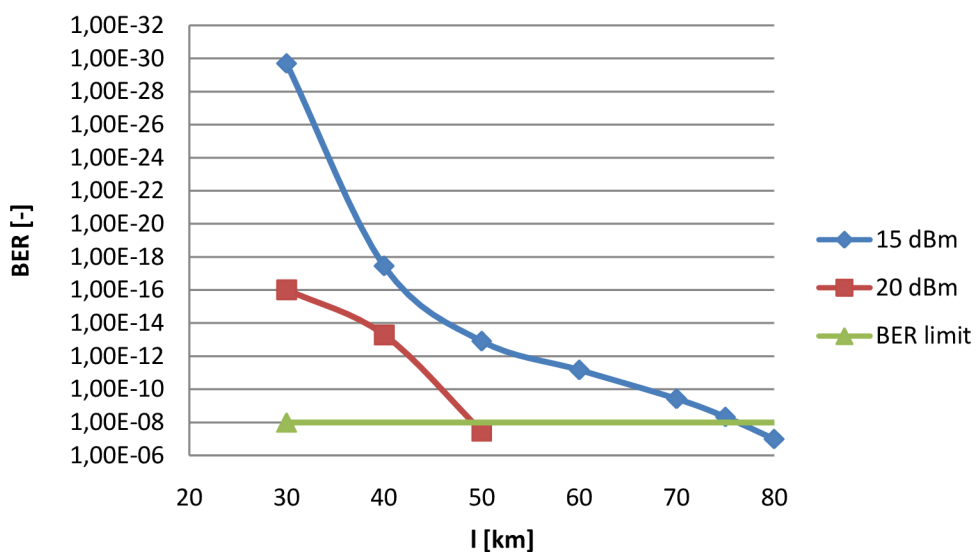
Z obr. 6.18 vidíme, ako pri nastavení budiacej pumpy na konštantnú hodnotu (1440nm s výkonom 27 dBm) zohráva významnú úlohu výkon, ktorý je naviazaný do vlákna. Pri nastavení zosilňovača na 15 dBm sme sa síce dostali na hodnotu cca 75km, lenže z nameranej tabuľky nám vychádza, že na rovnakú vzdialenosť by sme sa dostali aj bez Ramanovho zosilnenia. Dokonca BER pri vzdialenostiach do cca 40 km bola výrazne menšia, napr. pri vzdialenosti 30 km vyšla $1,99 \cdot 10^{-30}$ bez Ramanovho zosilnenia, zatiaľ čo s ním vyšla $8,06 \cdot 10^{-17}$.

Pri nastavení zosilňovača na hodnotu 20 dBm nám simulácia vyšla výrazne inak. Bez Ramanovho zosilnenia sa nám nepodarilo preklenúť vzdialenosť ani 50 km (výkon v tejto oblasti bol cca -9,87 dBm). Pri Ramanovom zosilnení sme sa dostali na hodnotu 66 km s výkonom 3,03 dBm, čo je podstatný rozdiel.

BER hodnoty spolu so vzdialenosťami, ktoré sa nám podarilo preklenúť, vidíme na nasledujúcich obrázkoch obr. 6.19 a obr. 6.20.



Obr. 6.19: Maximálna preklenutá vzdialenosť s Ramanovým zosilnením.



Obr. 6.20: Maximálna preklenutá vzdialenosť bez Ramanovho zosilnenia.

6.2 Vplyv nelineárnych javov na parametre TDM-PON

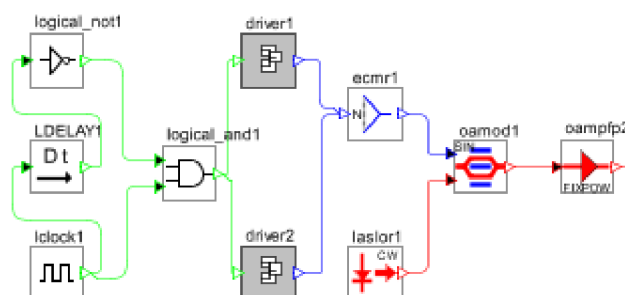
TDM-PON je metóda, ktorá využíva prenos signálu pomocou časového multiplexovania, založeného na vysielaní dát k užívateľovi v krátkych časových intervaloch, tzv. timeslotoch. Koncový užívateľ prijíma dáta podľa informácií, ktoré sú obsiahnuté v identifikačných rámcoch týchto timeslotov.

Toto zapojenie je realizované pomocou pasívnych rozbočovačov, ďalej len „splitterov“. Vložený útlm do tohto splitteru sa mení podľa rozbočovacieho pomeru, vid' tab. 6.2.

Rozbočovací pomer	1:16	1:32	1:64	1:128
Útlm [dB]	12,04	15,05	18,09	21,7

Tab. 6.2: Hodnoty útlmu jednotlivých rozbočovačov.

WDM-OLT vysielateľ



Obr. 6.21: TDM-OLT¹.

Jednotka TDM-OLT je vytvorená z časovej základne, driverov, modulátoru, laseru a zosilňovača. Táto jednotka vytvára dátový tok v tvare pulzov (burstov) pre jednotlivé koncové ONT. Týchto jednotiek je v každej schéme obsiahnutých toľko, aby odpovedali výslednému deliacemu pomeru. Čiže napr. pre 64 koncových jednotiek ONU je tento vysielateľ tvorený 64 týchto jednotiek. Základné parametre tohto vysielateľa OLT sú vidieť v tab. 6.3.

Vlnová dĺžka laseru	1490 nm
Výkon laseru	0 dBm / 1 mW (SRS) 6 dBm / 3,98 mW (SPM)
Generátor dát	Pseudonáhodný binárny kód s rýchlosťou 10 Gbit/s
NRZ raised cosine modulátor	Low Level = 0 V; pre SPM 2,5 V High Level = 5 V
Dátová jednotka	275 bitov (75 záhlavie a 200 dáta)

Tab. 6.3: Parametre vysielateľa TDM-OLT.

¹ Koncept tejto jednotky bol prevzatý a následne upravený z práce Bc. Vítězslava Třetíni [51].

Distribučná sieť

Táto sieť je tvorená hlavným vláknom, optickým spiltterom (rozbočovačom), na ktorom nastavujeme príslušnú hodnotu útlmu, vid' tab. 6.2 a vedľajšími vláknami k ONU (1 km). V oboch vláknach je zvolená disperzia 16,75 ps/(nm*km). Vždy v hlavnom vlákne, ktorého parametre sa budú pre konkrétne simulácie meniť, sú implikované vybrané nelineárne javy.

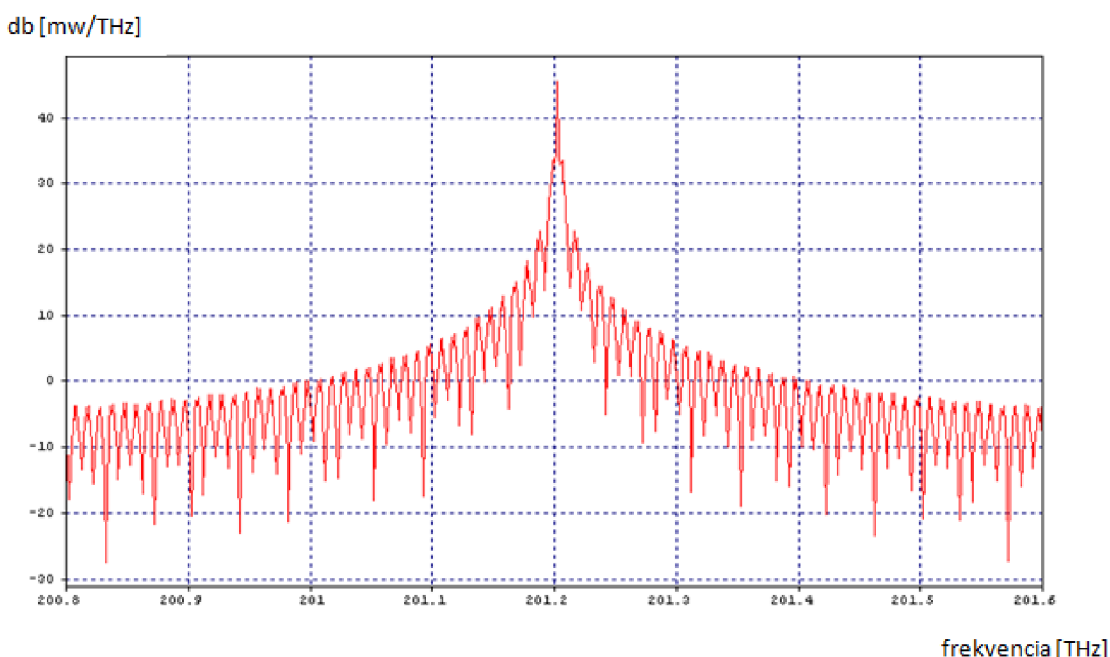
6.2.1 SPM

V tejto časti si ukážeme ako v dôsledku vlastnej fázovej modulácie (SPM) dochádza k ovplyvňovaniu prenosových parametrov TDM-PON. Samozrejme, že SPM v spojení s určitou hraničnou hodnotu vstupného výkonu a nezápornej disperzie vlákna prebieha tak isto aj vo WDM-PON, avšak pre detailné priblíženie si ju ukážeme práve v tejto architektúre.

Parametre simulácie:

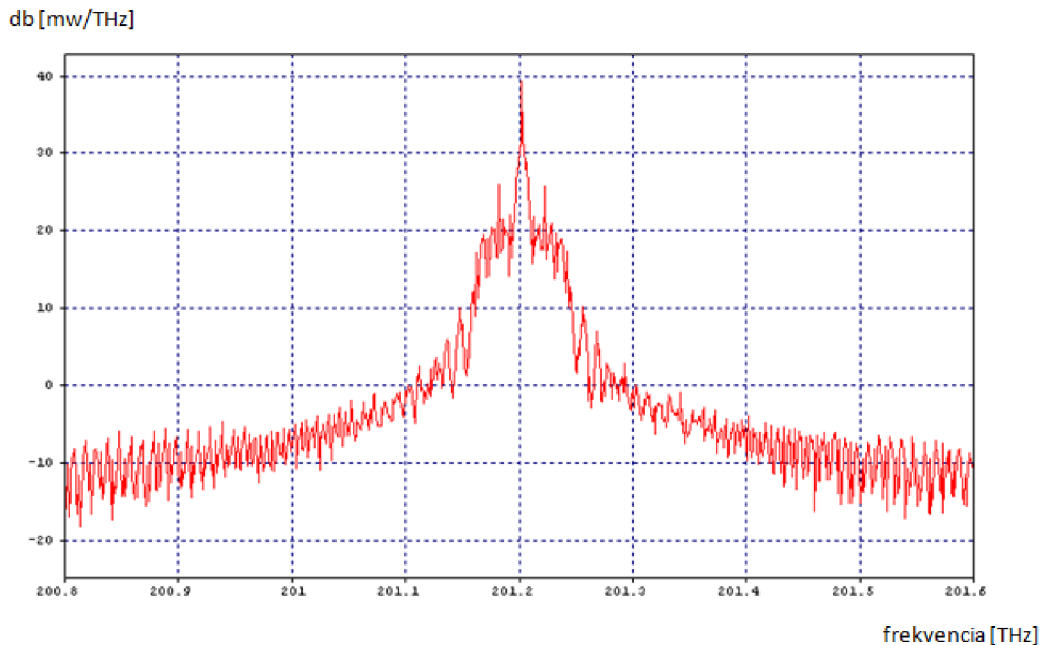
- výkon lasera = 6 dBm,
- vlnová dĺžka lasera = 1490 nm,
- koeficient nelinearity = 1,8 1/W/km,
- nelineárny index lomu = $3 \cdot 10^{-20}$,
- efektívna plocha jadra = $67,5611 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$,
- výkon na zosilňovači = premenlivý 15-21 dBm,
- útlm vlákna = 0,2 dB/km,
- bit rate = premenlivá 5-20 Gbit/s.

1) Vláknko necháme na hodnote 20 km a budeme meniť výkon na zosilňovači.

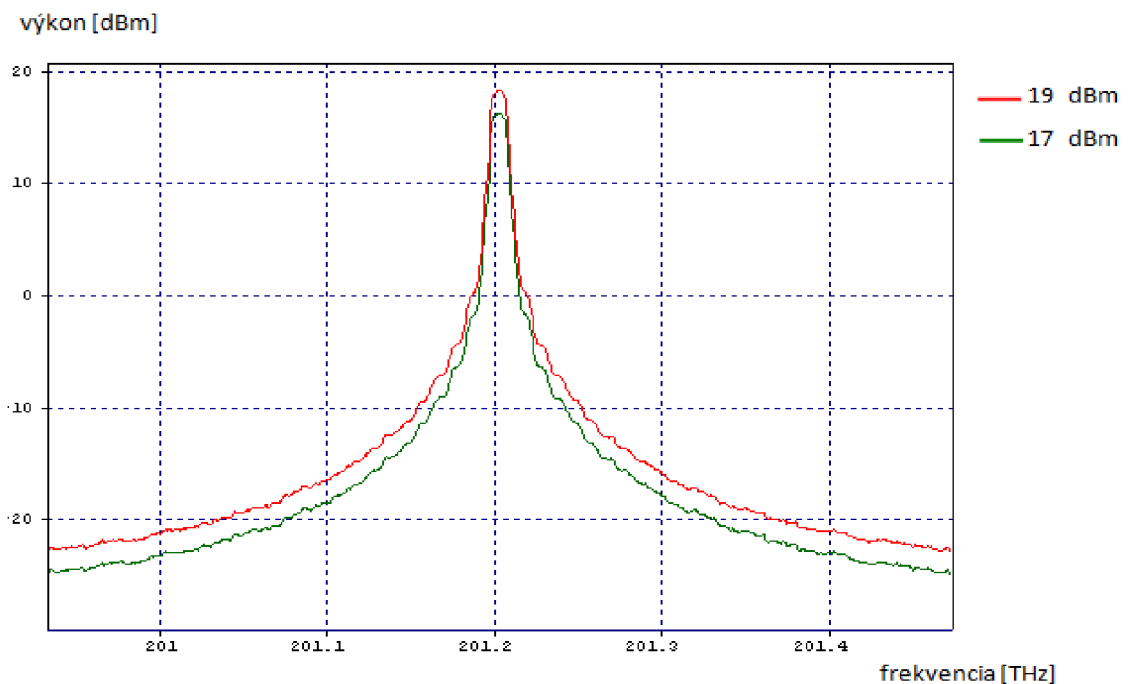


Obr. 6.22: Vstupné spektrum pri nastavení zosilňovača na hodnotu 18 dBm.

Na obr. 6.23 vidíme, ako sa pri určitom vstupnom výkone injektovaného do vlákna prejavuje vplyv SPM. Vo frekvenčnej oblasti dochádza k rozširovaniu spektra signálu, ktoré vplýva na prenosové parametre.

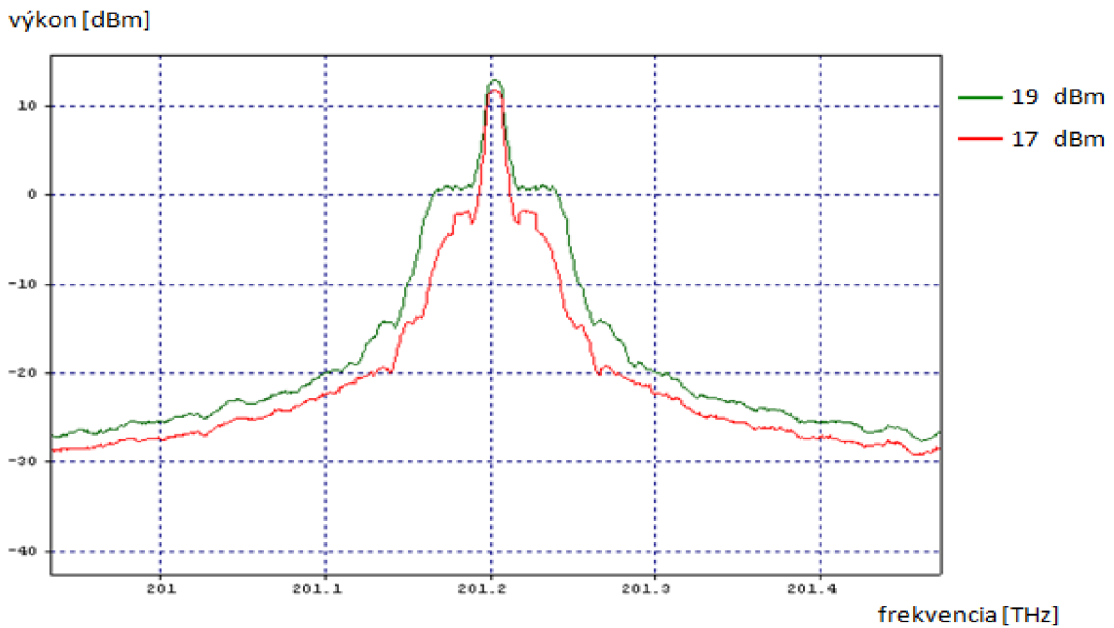


Obr. 6.23: Výstupné spektrum signálu pri nastavení zosilňovača na hodnotu 18dBm.

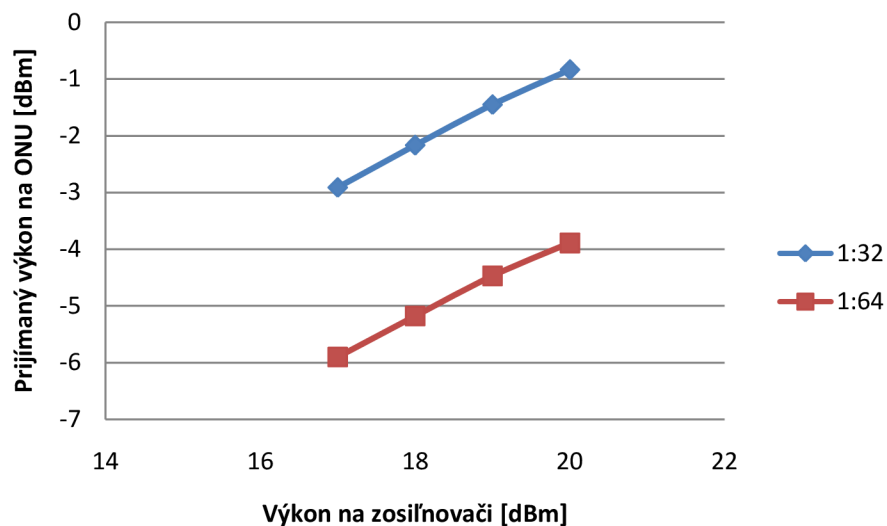


Obr. 6.24: Vstupný signál.

Ako vidíme na obr. 6.24 a obr. 6.25, vplyv SPM je naozaj závislý na hodnote vstupného výkonu. Vstupný signál je takmer identický, naproti tomu výstupný signál je pre hodnotu 19 dBm výrazne viac ovplyvnený SPM. Vidíme ako sa frekvenčná oblasť výrazne viac rozšírila práve pre hodnotu vstupného výkonu 19 dBm, čiže samozrejme prišlo aj k zhoršeniu prenosových parametrov. Konkrétne BER pri deliacom pomere 1:32 vyšlo $1 \cdot 10^{-40}$ pre výkon 17 dBm, zatiaľ čo pre vstupný výkon 19 dBm bolo BER $2,34 \cdot 10^{-17}$.



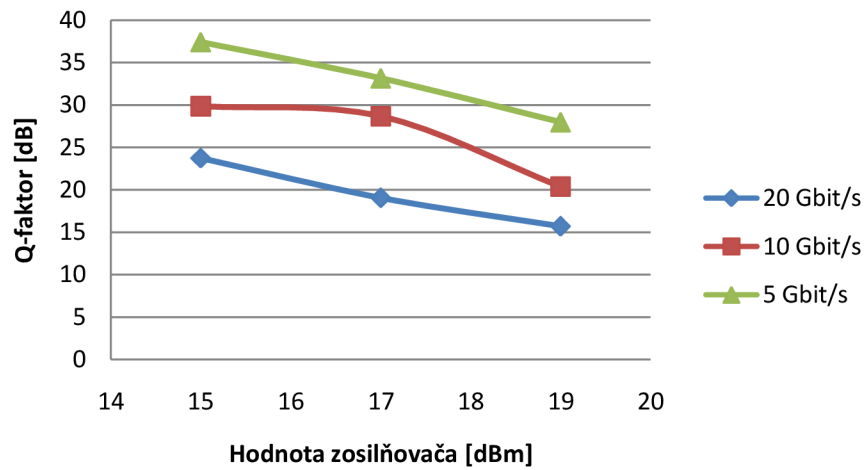
Obr. 6.25: Výstupný signál ovplyvnený SPM.



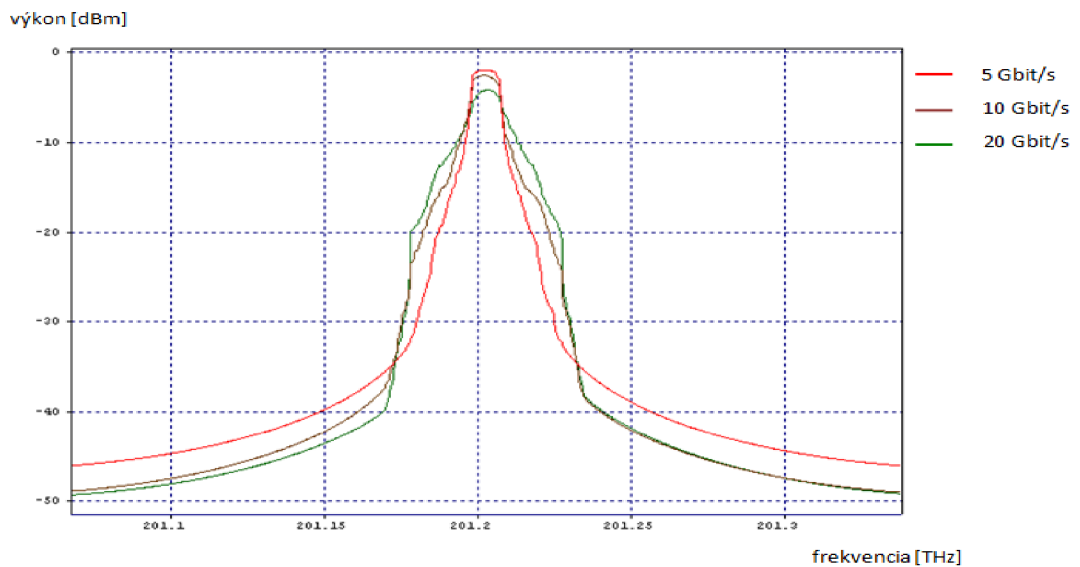
Obr. 6.26: Závislosť prijímaného výkonu (na jednotke ONU) na hodnote vstupného výkonu pre rozdielne deliace pomery.

Z obr. 6.27 a obr. 6.28 vidíme ďalej, ako prenosová rýchlosť systému zohráva tiež podstatnú rolu pri posudzovaní vplyvu SPM na TDM-PON architektúru. Samozrejme, že zvyšujúca rýchlosť sama o sebe je faktor, ktorý sa výrazne podieľa na kvalite parametrov architektúry, ale z grafu a tabuľkových hodnôt vidíme, ako sa SPM efekt so zvyšujúcou rýchlosťou tiež zvyšuje. Toto zvyšovanie SPM efektu má za následok zhoršovanie Q-parametra a BER.

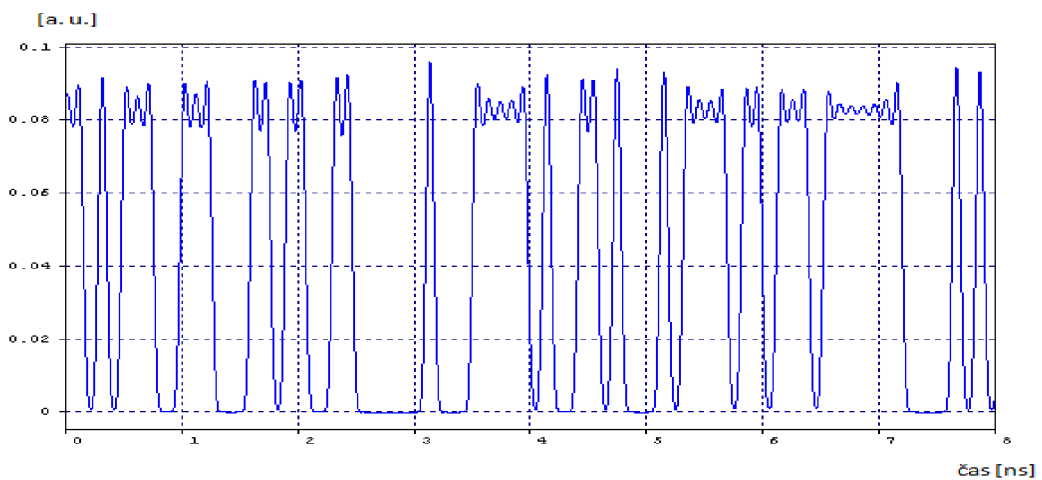
Pri vstupnom výkone 19 dBm nám vychádza pre 5 Gbit/s BER $1 \cdot 10^{-40}$, pri 10 Gbit/s to je už $5,5 \cdot 10^{-25}$ a pri 20 Gbit/s je to $9,43 \cdot 10^{-10}$.



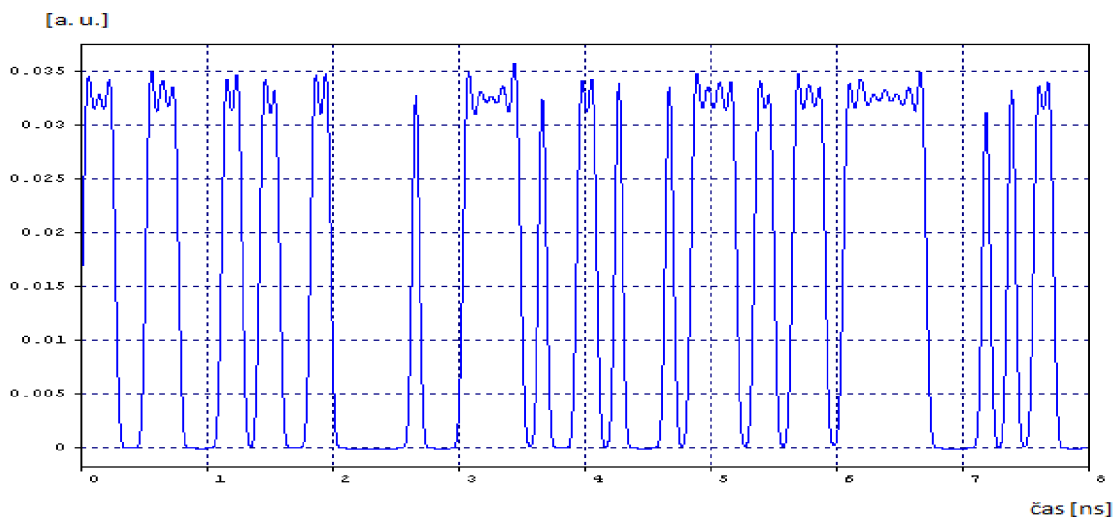
Obr. 6.27: Závislosť Q-faktoru na hodnote zosilňovača pri rôznych prenosových rýchlostiach.



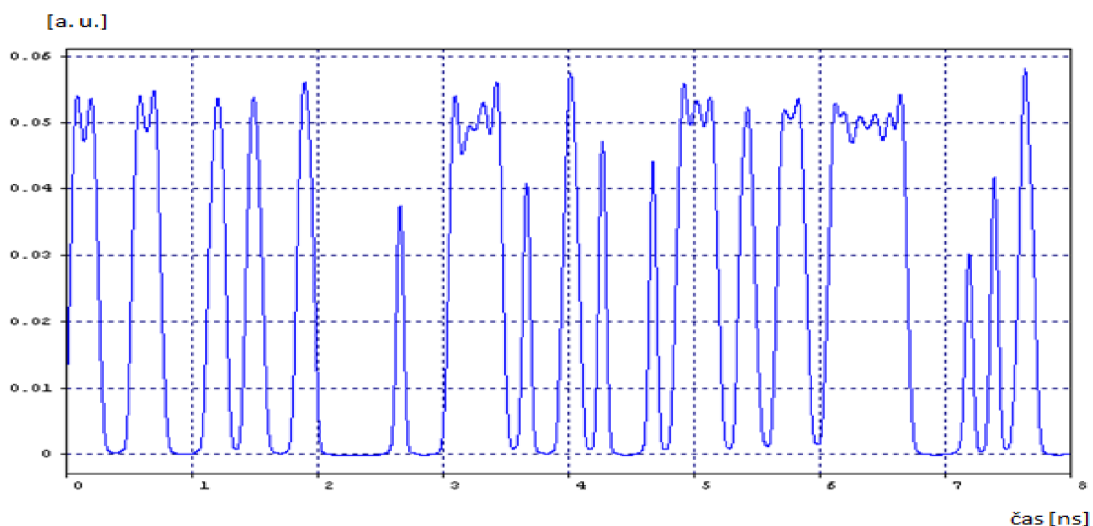
Obr. 6.28: Rozšírenie spektra signálu vo frekvenčnej oblasti vplyvom SPM prijímaného na jednotke ONU pri hodnote zosilňovača 19 dBm (deliaci pomer 1:32).



Obr. 6.29: Vstupné dáta pri nastavení zosilňovača na hodnotu 17 dBm.



Obr. 6.30: Prijímané dáta pri nastavení zosilňovača na hodnotu 17 dBm.

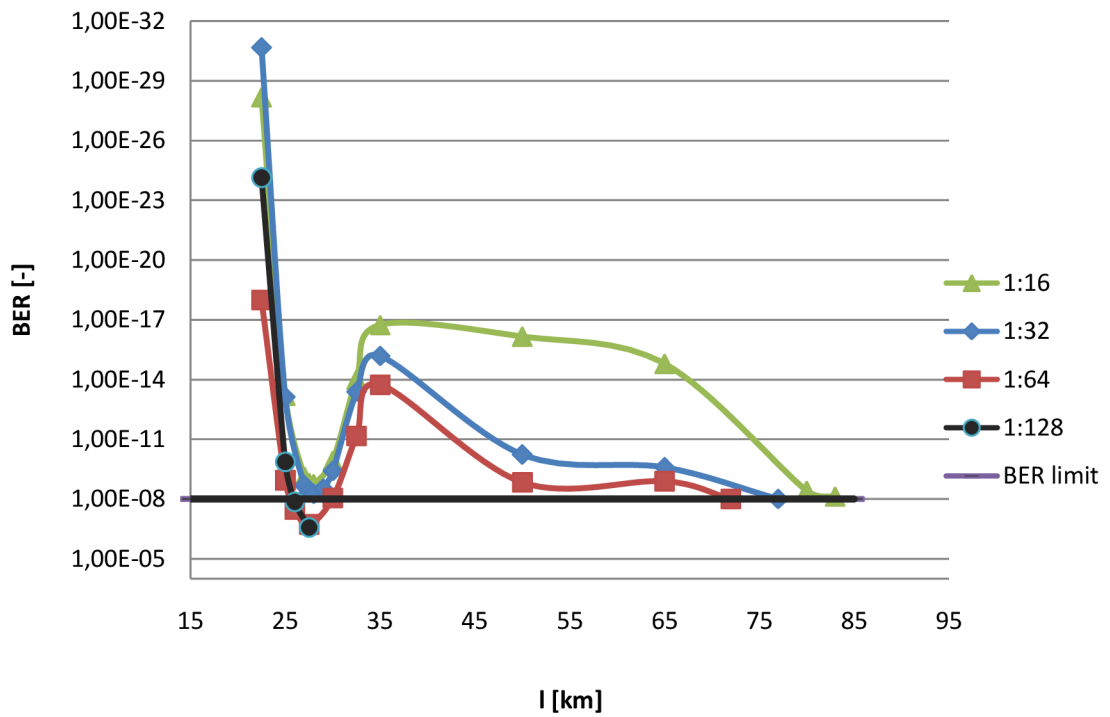


Obr. 6.31: Prijímané dáta pri nastavení zosilňovača na hodnotu 19 dBm.

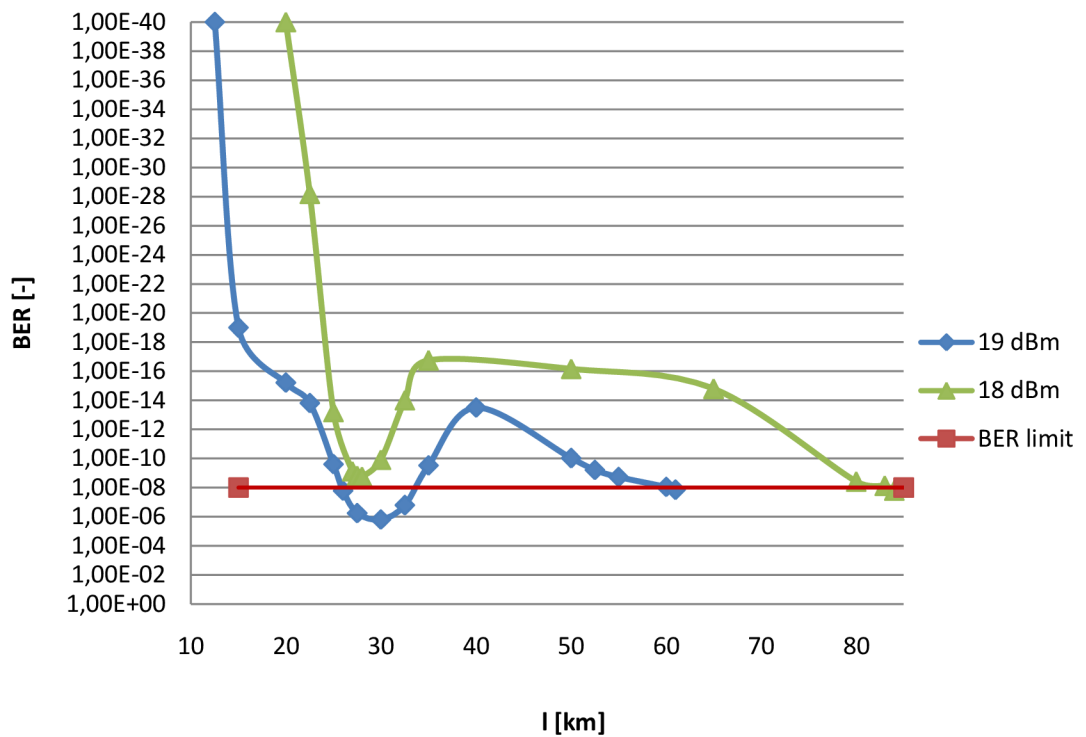
Na predchádzajúcich troch obrázkoch (obr. 6.29 až obr. 6.31) vidíme, že od hodnoty vstupného výkonu 19 dBm dochádza k tomu, že zostupné hrany impulzov sú frekvenčne rýchlejšie a preto prichádza k poklesu úrovne v časovej oblasti. Tento pokles spôsobuje zhoršovanie prenosových parametrov.

2) Zosilňovač nastavíme na hodnotu 18 dBm a budeme meniť dĺžku hlavného vlákna pri rôznych deliacich pomeroch.

Z obr. 6.32 vidíme, že SPM má najväčšiu účinnosť do určitej vzdialenosti (v našom prípade vo vzdialenosti cca 27,5 km vidíme, ako BER limit je hraničný, dokonca pre deliaci pomer 1:64 a 1:128 sa dostávame pod túto hodnotu $\times 10^{-9}$), kedy množstvo nahromadenej energie vplyva výraznou mierou na prenášaný signál. Po preklopení tejto hraničnej vzdialenosti SPM síce stále má vplyv na tento signál, ale už nie až takou výraznou mierou. Z grafu vidíme, že po týchto 27,5 km sa BER zlepšuje. Pri deliacom pomere 1:64 a 1:128 sa možná preklopená vzdialenosť TDM-PON vplyvom SPM výrazne znižuje. V našom prípade pre tieto 2 prípady sme dokázali preklenúť maximálne 25 km.



Obr. 6.32: Maximálna preklenutá vzdialenosť v závislosti na BER pre rozdielne deliace pomery.



Obr. 6.33: Maximálna preklenutá vzdialenosť v závislosti na BER pre deliaci pomer 1:16 (pri rozdielnych vstupných výkonoch).

Ako vidíme na obr. 6.33, už pri deliacom pomere 1:16 a pri zvýšení vstupného výkonu na hodnotu 19 dBm sa nám nedarí preklenúť kritickú vzdialenosť. Pri vzdialenosti 26 km sme na hodnote BER $1,64 \cdot 10^{-8}$. Pritom vzdialenosť na ktorú by sme sa hypoteticky dostali nám z nasimulovaných hodnôt vychádza až na 60 km. Tu vidíme, ako SPM zásadne ovplyvňuje prenášaný signál, čiže nám jasne vychádza, že vstupný výkon je pre tento jav (tak ako aj pre ostatné javy rozoberané v tejto práci) zásadný.

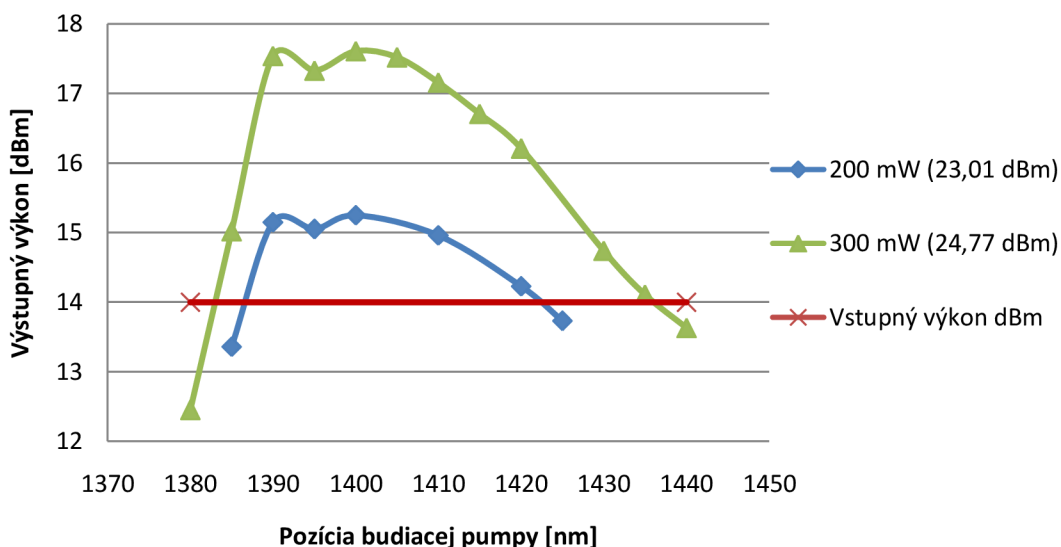
6.2.2 Stimulovaný Ramanov rozptyl

Tak ako v kapitole 6.1.2, aj v tejto kapitole si ukážeme vplyv stimulovaného Ramanovho rozptylu na zosilnenie vstupného signálu v TDM-PON.

Parametre simulácie:

- výkon lasera = 0 dBm,
- vlnová dĺžka lasera = 1490 nm,
- koeficient nelinearity = 1.8 l/W/km ,
- nelineárny index lomu = $3 \cdot 10^{-20}$,
- efektívna plocha jadra = $67.5611 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$,
- výkon na zosilňovačoch = premenlivý 13-14,5 dBm,
- výkon čerpadla = premenlivý 200-300 mW (23,01-24,77 dBm),
- Raman Effects = Standard,
- pozícia budiacej pumpy = premenná 1380-1440 nm,
- útlm čerpadla = 0,2 dB/km,
- útlm vlákna = 0,2 dB/km.

1) Vláknó necháme na hodnote 20 km, hodnotu zosilňovača nastavíme na hodnotu 14 dBm a budeme meniť pozíciu a hodnotu budiacej pumpy.

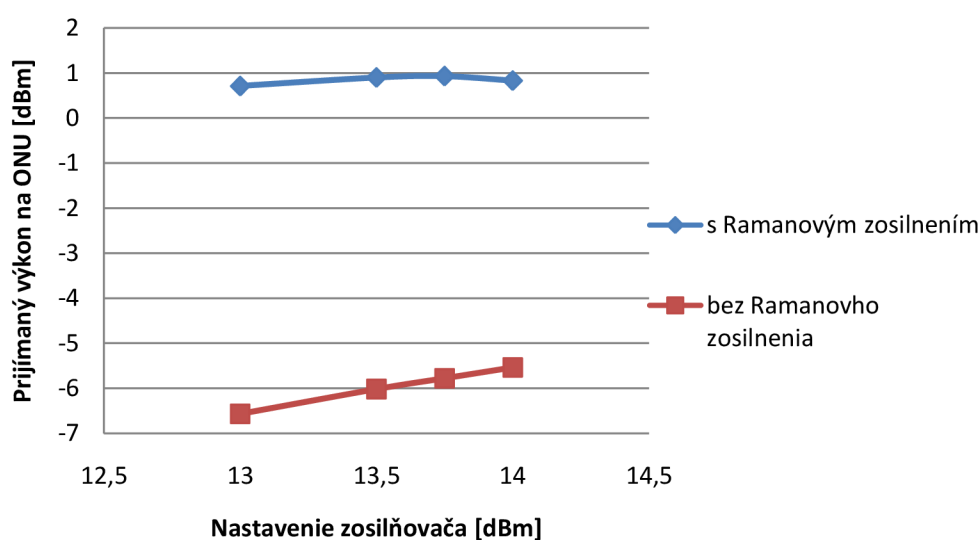


Obr. 6.34: Rozdiel medzi vstupným a výstupným výkonom pri rozdielnych pozíciách budiacej pumpy (deliaci pomer 1:32).

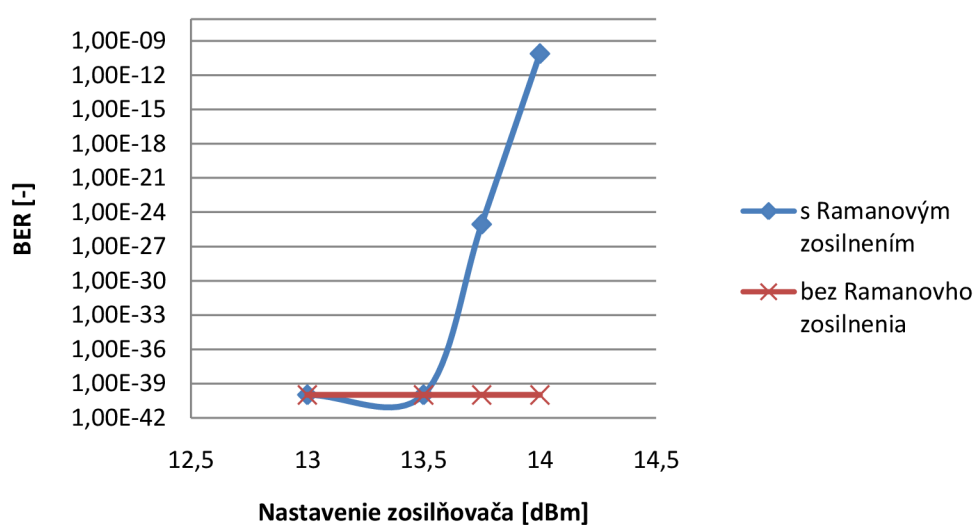
Na obr. 6.34 vidíme, ako pozícia budiacej pumpy zohráva veľmi výraznú rolu. Pre hodnotu budiacej pumpy 23,01 dBm vidíme, že výkonové zosilnenie medzi signálom vstupujúcim do vlákna a vystupujúcim z neho nie je až tak výrazné, ako pri hodnote budiacej pumpy 24,77 dBm. Zásadný rozdiel ale je v tom, že zatiaľ čo BER pri hodnote 23,01 dBm vyšla pre všetky pozície budiacej pumpy $1 \cdot 10^{-40}$, pri hodnote 24,77 dBm sa BER smerom k hodnote 1400 nm (najväčšie zosilnenie, ale zároveň veľmi vysoké BER = $7,3 \cdot 10^{-11}$) zhoršovalo.

Pri hodnote budiacej pumpy 23,01 dBm sa nám signál zosilňoval v rozmedzí cca 1385 - 1425 nm, pričom najväčší výstupný výkon bol 15,25 dBm. Pre hodnotu budiacej pumpy 24,77 dBm sa signál zosilňoval v rozmedzí 1380 - 1440 nm s max. výstupným výkonom 17,61 dBm. Vstupný výkon bol pre obe simulácie 14 dBm.

2) Vlákno necháme na hodnote 20 km, budiacu pumpu nastavíme na hodnotu 1400 nm s výkonom 24,77 dBm a budeme meniť výkon na zosilňovači.



Obr. 6.35: Závislosť prijímaného výkonu ONU na hodnote zosilňovača.

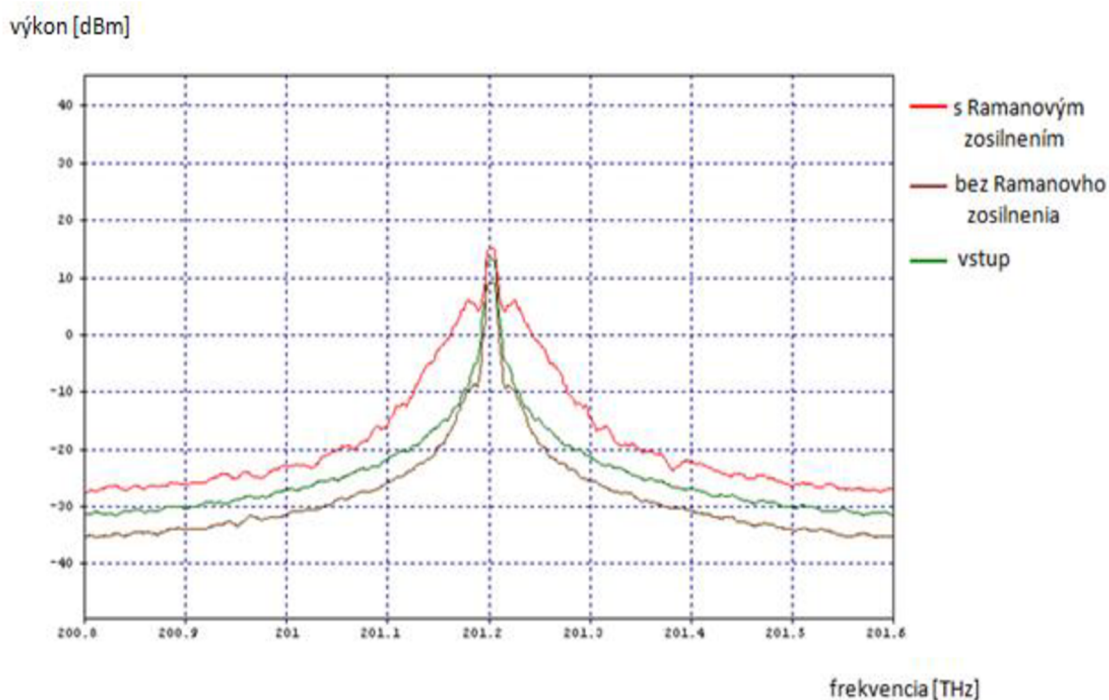


Obr. 6.36: Závislosť BER na hodnote zosilňovača.

Ako vidíme na obr. 6.35 a obr. 6.36, vstupný výkon do vlákna zohráva tiež výraznú rolu pri posudzovaní vplyvu SRS na prenášaný signál. Pri nastavení zosilňovača do cca 13,75 dBm vidíme, že zosilnenie je užitočné, BER vychádza pri tejto hodnote zosilňovača na $8,63 \cdot 10^{-26}$. Pri zvyšovaní výkonu nad túto hodnotu vidíme, ako sa prenosové parametre (BER, Q-faktor) zhoršovali.

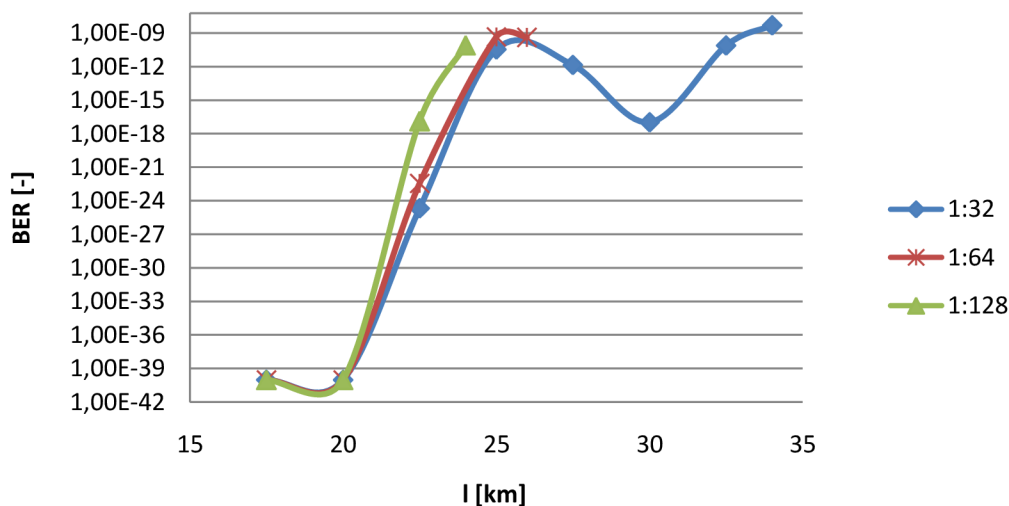
Ďalej vidíme, že s Ramanovým zosilnením dochádza od určitej hodnoty nastavenia vstupného zosilňovača (cca 13,75 dBm) k tomu, že SRS spolu so SPM tak výrazne ovplyvňujú prenášaný signál, že hodnoty prijímaného výkonu na jednotkách ONU sa pri zvyšovaní vstupného výkonu naopak znižovali. Pri spomínanej hodnote zosilňovača 13,75 dBm bol prijímaný výkon na ONU 0,93 dBm, zatiaľ čo pri hodnote zosilňovača 14,5 dBm (nie je znázornená na obr. 6.35, pretože táto hodnota nespĺňa BER limit, vid' Príloha B. 3) vyšiel tento výkon 0,68 dBm.

Na obr. 6.37 vidíme, ako Ramanové zosilnenie vplyva na spektrum signálu. Pri nastavení vstupného zosilňovača na hodnotu 14 dBm vidíme, že signál vystupujúci z vlákna je výrazne ovplyvnený taktiež SPM javom, čo má za následok výrazné zhoršenie všetkých parametrov. SPM má samozrejme vplyv aj na signál, ktorý nie je zosilnený Ramanovým zosilnením, ale tento vplyv nie je taký výrazný. Bez Ramanovho zosilnenia vyšlo BER $1 \cdot 10^{-40}$, zatiaľ čo s ním bolo BER $7,3 \cdot 10^{-11}$.



Obr. 6.37: Porovnanie vstupného a výstupného spektra signálu bez a s Ramanovým zosilnením.

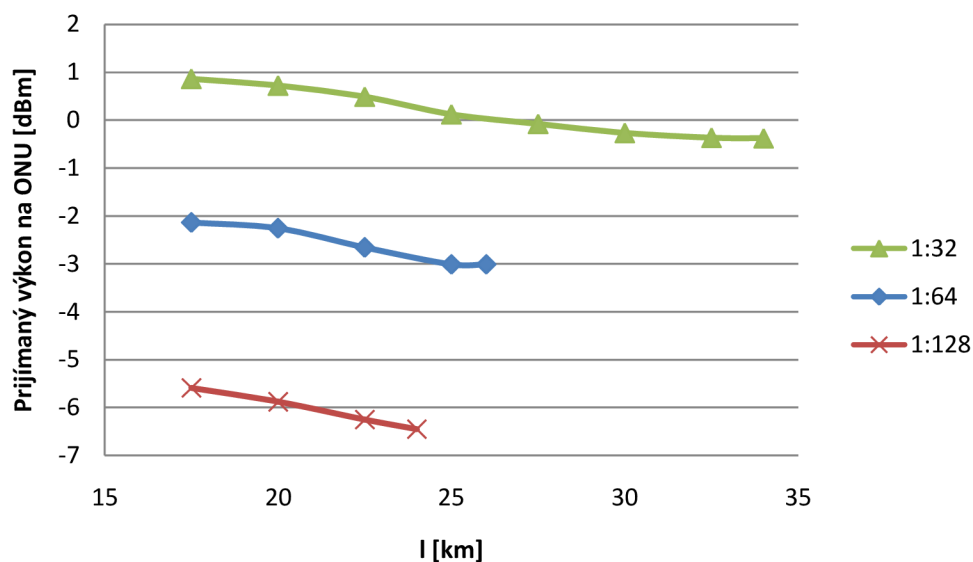
3) Hodnotu budiacej pumpy nastavíme na 1400 nm s výkonom 24,77 dBm, výkon na zosilňovači na hodnotu 13 dBm a budeme meniť dĺžku vlákna pre rozdielne deliace pomery.



Obr. 6.38: Vplyv Ramanovho zosilnenia pri rozdielnych deliacich pomeroch.

Ako vieme, deliaci pomer má vplyv na maximálnu preklenutú vzdialenosť. Z obr. 6.38 vidíme, že maximálna vzdialenosť nám vyšla pre deliaci pomer 1:32 cca 34km. Do hodnoty cca 20 km vidíme, že všetky 3 architektúry majú podobné prenosové parametre ($BER = 1 \cdot 10^{-40}$ a Q-faktor = cca 25-26 dB). Od 20 km sa so zvyšujúcim deliacim pomerom tieto parametre zhoršujú. Napr. pri deliacom pomere 1:128 sa dokážeme dostať maximálne na vzdialenosť cca 24 km.

Samozrejme deliaci pomer má vplyv aj na prijímaný výkon na jednotkách ONU. Vplyvom Ramanovho zosilnenia dokážeme aj pri deliacom pomere 1:128 prijímať relatívne veľký výkon, samozrejme na úkor vzdialenosti, vid' obr. 6.39.



Obr. 6.39: Závislosť prijímaného výkonu ONU na vzdialenosti pri rozdielnych deliacich pomeroch.

Záver

Bakalárska práca sa zameriava na problematiku lineárnych a nelineárnych javov v optických sieťach. Hlavnou témou bolo implementovanie nelineárnych javov do prístupových sietí s technológiou časového a vlnového delenia.

V prvej časti sme sa zaoberali popisom lineárneho a nelineárneho optického prostredia, teoretickým rozborom a popisom javov, ktoré v takomto prostredí vznikajú (vo vlnovodoch). V tejto časti sme sa snažili spracovať základný podklad informácií pre nasledujúcu simuláciu, teda overovanie týchto javov. Ďalej sme na pár stránok načrtli rozdelenie optických prístupových sietí a ich stručný popis, keďže práve tu sa čaká nárast zavádzania optických vlákien.

V praktickej časti sme sa zamerali na simuláciu konkrétnych javov a ich vplyv na prenosové parametre vo vytvorených topológiách WDM-PON a TDM-PON. Všetky simulácie boli realizované v programe optSim 5.2. Medzi skúmanými parametrami bolo meranie bitovej chybovosti BER, vplyv deliaceho pomeru, maximálna preklenutá vzdialenosť atď.

FWM je jav, ktorý je veľmi závislý na hodnote chromatickej disperzie, výkone vstupujúcom do vlákna a na vhodnom odstupe kanálov. Nevhodná chromatická disperzia a veľký vstupný výkon, pri nedostatočnom odstupe kanálov spôsobuje veľké preslechy a bitovú chybovosť vo WDM technológiách. Pri hodnote zosilňovača 20 dBm je prenos v simulovanej topológii WDM-PON výrazne horší ako tomu je pri menších výkonoch vstupujúcich do vlákna. Pre porovnanie, pri vstupnom výkone 10 dBm nám vyšlo BER až do hodnoty 30 km s hodnotou $1 \cdot 10^{-40}$, zatiaľ čo pri hodnote výkonu 20 dBm je BER $2,4 \cdot 10^{-11}$. Tento jav ale nie je až tak záporný, pretože pri vhodnej voľbe chromatickej disperzie a vstupného výkonu sa dá výrazne potlačiť. FWM vieme účinne využívať napríklad na meranie chromatickej disperzie vo vláknach, konverziu vlnových dĺžok atď.

Stimulovaný Ramanov rozptyl je jav, ktorý vzniká pri interakcii optického žiarenia (fotónov) s vibračnými zložkami prostredia (molekulami kremenného skla). Ukázali sme si, ako vďaka budiacej pumpke umiestnenej do určitej vzdialenosti od vstupných kanálov a práve vďaka tomuto rozptylu, dokážeme zosilňovať vstupný signál. Tieto simulácie sú realizované ako vo WDM-PON tak aj TDM-PON.

Pri simulovaní topológie WDM-PON nám vyšlo, že najväčšie zosilnenie bolo pri pozícii budiacej pumpy na hodnote 1460 nm (výkon pumpy 27 dBm), pričom pilotná vlnová dĺžka bola na hodnote 1540 nm. Výstupný výkon bol väčší oproti vstupnému o 7,48 dBm pri BER rovnajúcemu sa $2,78 \cdot 10^{-21}$.

Pri TDM-PON vyšlo najväčšie zosilnenie pri pozícii budiacej pumpy na hodnote 1400 nm (výkon pumpy 24,77 dBm), pričom vlnová dĺžka laseru je 1490 nm. Výstupný výkon bol väčší oproti vstupnému o 3,61 dBm pri BER rovnajúcemu sa $7,3 \cdot 10^{-11}$. Stimulovaný Ramanov rozptyl teda ako predpokladáme, najväčšie uplatnenie má práve v optických zosilňovačoch, tzv. Ramanove zosilňovače.

SPM je taktiež jav, ktorého kritickosť sa odvíja od vstupného výkonu injektovaného do optického vlákna. Vo frekvenčnej oblasti dochádza vplyvom SPM k rozširovaniu spektra signálu, ktoré vplýva na prenosové parametre. Napr. pri deliacom pomere 1:32 bolo BER pre hodnotu vstupného výkonu 18 dBm $1 \cdot 10^{-40}$, zatiaľ čo pri 19 dBm to bolo $2,34 \cdot 10^{-17}$ (dĺžka hlavného vlákna bola 20 km).

Taktiež bolo názorne ukázané, ako prenosová rýchlosť tiež vplýva na tento jav. So zvyšujúcou sa rýchlosťou sa zväčšuje aj rozšírenie spektra signálu. Samozrejme dochádza k zhoršovaniu prenosových parametrov. Pre hodnotu vstupného výkonu 19 dBm nám BER vyšlo $1 \cdot 10^{-40}$ pri prenosovej rýchlosti 5 Gbit/s, zatiaľ čo pri 10 Gbit/s to bolo $5,5 \cdot 10^{-25}$.

Je nutné sa zamyslieť nad tým, že program optSim používa dosť idealizované simulačné prvky, teda aj simulácie je možno použiť len ako overenie teoretických predpokladov. Avšak na ukávanie vplyvu týchto javov a na ich pochopenie je určite dobrým odrazovým mostíkom.

Literatúra

- [1] ABRAMCZYK, H. *Nonlinear phenomena in optical fibers*. Technical University of Lodz. [cit. 12. 12. 2013]. Dostupné na internete: <http://www.mitr.p.lodz.pl/evu/lectures/Abramczyk.pdf>.
- [2] AGRAWAL, P., G. *Nonlinear Fiber Optics*. 3.vydanie. 2001. 467 s. ISBN 0-12-045143-3.
- [3] *ARCHIVED- Optical Frequency Comb*. V National Research Council Canada. [online 24. 2. 2010]. [cit. 12. 12. 2013]. Dostupné na internete: <http://archive.nrc-cnrc.gc.ca/eng/projects/inms/optical-comb.html>.
- [4] ASO, O., TADAKUMA, M., NAMIKI, S. *Four-Wave Mixing in Optical Fibers and Its Applications*. [cit. 12. 11. 2013]. Dostupné na internete: http://furukawa.jp/review/fr019/fr19_12.pdf . Elektronické dokumenty.
- [5] BOHÁČ, L. *THE SOLITON TRANSMISSIONS IN OPTICAL FIBERS*. V INFORMATION AND COMMUNICATION TECHNOLOGIES AND SERVICES, vydanie 8, 2010. Elektronické dokumenty.
- [6] COLIN, Y. *Optical Fiber Dispersion*. V Fiber Optics For Sale Co. [online 29. 9. 2010]. [cit. 5. 12. 2013]. Dostupné na internete: <http://www.fiberoptics4sale.com/wordpress/optical-fiber-dispersion/>.
- [7] COLIN, Y. *Optical Fiber Loss and Attenuation*. V Fiber Optics For Sale Co. [online 20. 9. 2010]. [cit. 8. 12. 2013]. Dostupné na internete: <http://www.fiberoptics4sale.com/wordpress/optical-fiber-loss-and-attenuation/>.
- [8] DADO, M., TUREK, I., ŠTELINA, J., a ďalší. *KAPITOLY Z OPTIKY pre technikov*. Žilinská univerzita v Žiline. 1998. 348 s. ISBN 80-7100-390-5.
- [9] ŽÁČEK, M. *NELINEÁRNÍ CHARAKTER OPTICKÉHO PROSTŘEDÍ*. Bakalárska práca, VUT Brno. Brno 2008. Vedúci práce Jiří Přinosil.
- [10] *Fiber Nonlinearities*. V FIBER-OPTICS.INFO [online]. [cit. 9. 12. 2013]. Dostupné na internete: http://www.fiber-optics.info/articles/fiber_nonlinearities.
- [11] *Fiber to the x*. Vo WIKIPEDIA [online]. [cit. 14. 12. 2013]. Dostupné na internete: http://en.wikipedia.org/wiki/Fiber_to_the_x.
- [12] FIBICH, G. *Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides*. V OpticsInfoBase, [online]. 1. 3. 2001. Elektronické dokumenty.
- [13] FILKA, M. *OPTOELEKTRONIKA PRO TELEKOMUNIKACE A INFORMATIKU*. 1. vydanie. Brno 2009. 369 s. ISBN: 978-80-86785-14-1.
- [14] FILKA, M. *Přenosová média: skripta*. Prvé vydanie. Brno: FEKT VUT v Brně, 2012. 122 s. Elektronické dokumenty.
- [15] *Fundamental and Higher Order Solitons*. V Optiwave [online]. [cit. 20. 11. 2013]. Dostupné na internete: http://optiwave.com/resources/applications_resources/optical-system-fundamental-and-higher-order-solitons/.

- [16] GOKHAN, S., F., YILMAZ, G. *Numerical solution of Brillouin and Raman fiber amplifiers using bvp6c*. V Emerald [online]. [cit. 9. 12. 2013]. Dostupné na internete: <http://www.emeraldinsight.com/journals.htm?articleid=1863859&show=html> .
- [17] HÁJEK, M., KUCHARSKI, M. *VLIV OHYBŮ NA ÚTLUM JEDNOVIDOVÉHO OPTICKÉHO VLÁKNA - VÝZNAM VLNOVÉ DÉLKY 1625 nm PRO MĚŘENÍ OPTICKÝCH TRAS*. [cit. 4. 12. 2013]. Dostupné na internete: <http://www.mikrokom.eu/skoleni/pdf/vlnova-delka1625.pdf>.
- [18] *CHROMATIC DISPERSION (OPTICS)*. V FiberOptic.com [online]. [cit. 7. 12. 2013]. Dostupné na internete: http://www.fiberoptic.com/Fiber_Characterization/pdf/chromatic_dispersion.pdf.
- [19] JANOŤÁK, M. *Simulačný model prístupovej siete v programe OPNET Modeler*. Diplomová práca, ŽUvŽ FEI. Žilina 2010. Dostupné na internete: <http://nil.uniza.sk/sk/users/BP-DP/dp-janotak-simulacny-model-pristupovej-siete-v-opnetepdf>.
- [20] KÁDÁR, O. *Modern telecommunication optical fibers*. V posterus [online 19. 4. 2010]. 3. ročník, vydanie 4. Elektronické dokumenty ISSN 1338-0087
- [21] KARTALOPOULOS, V., S. *Four-Wave Mixing*. V Optical Bit Error Rate. [cit. 12. 11. 2013]. Dostupné na internete: <http://www.globalspec.com/reference/21721/160210/chapter-2-18-four-wave-mixing>.
- [22] KIKUCHI, N., SEKINE, K., SASKI, S. *Analysis of XPM effect on WDM transmission performance*. V ELECTRONICS LETTERS. 33. vydanie. [online 10. 4. 1997]. [cit. 11. 12. 2013]. Elektronické dokumenty.
- [23] KOVÁČ, F. *SIMULACE A MĚŘENÍ DISPERZÍ V OPTICKÝCH PRÍSTUPOVÝCH SÍTÍCH*. Bakalárska práca, VUT Brno. Brno 2013. Vedúci práce Radim Šifta.
- [24] KUBINEC, P. *Ako fungujú optické vlákna?* [online], [cit. 24. 10. 2013]. Dostupné na internete: <http://www.1sg.sk/~pkubinec/optvlakna.html>.
- [25] Lectures on Nonlinear Optics. *Optical solitons* [online]. [cit. 18. 11. 2013]. Dostupné na internete : <http://jonsson.eu/research/lectures/lect10/web/>.
- [26] MARŠÁLEK, L. *Optické vlákna* [online]. Ostrava: Technická univerzita Ostrava, 2006. [cit. 20. 11. 2013], 167 s. Dostupné na internete: <http://www.goro.czweb.org/download/interest/vlakna.pdf> .
- [27] METER, P. *Dispersion Compensating Fiber*. [online]. [cit. 7. 12. 2013]. Dostupné na internete: http://www.thorlabs.com/NewGroupPage9_PF.cfm?Guide=10&Category_ID=95&ObjectGroup_ID=5719.
- [28] PANOMARENKO, A., S. *Fundamentals of Nonlinear Optics*. [online], 21. 10. 2012. Elektronické dokumenty.
- [29] PASCHOTTA, R. *Cross-phase Modulation*. V RP Photonics Encyklopedia [online]. [cit. 30. 10. 2013]. Dostupné na internete: http://www.rp-photonics.com/cross_phase_modulation.html.

- [30] PASCHOTTA, R. *Frequency Doubling*. V RP Photonics Encyklopedia [online]. [cit. 30. 10. 2013]. Dostupné na internete: http://www.rp-photonics.com/frequency_doubling.html
- [31] PASCHOTTA, R. *Kerr Effect*. V RP Photonics Encyklopedia [online]. [cit. 4. 12. 2013]. Dostupné na internete: http://www.rp-photonics.com/kerr_effect.html.
- [32] PASCHOTTA, R. *Quasi-phase Matching*. V RP Photonics Encyklopedia [online]. [cit. 18. 11. 2013]. Dostupné na internete: http://www.rp-photonics.com/quasi_phase_matching.html.
- [33] PASCHOTTA, R. *Self-phase Modulation*. V RP Photonics Encyklopedia [online]. [cit. 18. 11. 2013]. Dostupné na internete: http://www.rp-photonics.com/self_phase_modulation.html.
- [34] POČÍTAČOVÝEXPERT.EU. *Počítačové siete-Prenosové cesty*. [online 9. 1. 2013]. [cit. 5. 12. 2013]. Dostupné na internete: <http://www.pocitacovyexpert.eu/pocitacove-siete-prenosove-cesty-2-rocnik/>.
- [35] PONS- *Passive Optical Networks*. V AMERICAN TELE DATA [online]. [cit. 14. 12. 2013]. Dostupné na internete: <http://www.americanteledata.com/pons.htm>.
- [36] POWERS, E., P. *Fundamentals of Nonlinear Optics*. 2011. 313 s. ISBN 978-1-4200-9351-3.
- [37] *Principles of nonlinear frequency conversion*. V Covesion [online]. [cit. 14. 12. 2013]. Dostupné na internete: <http://www.covesion.com/support/principles-of-nonlinear-frequency-conversion.html#principles>.
- [38] RICHTER, D., WEIBRING, P., FRIED. A. High-power,tunable difference frequency generation source for absorption spectroscopy based on a ridge waveguide periodically poled lithium niobate crystal. 2007 [online]. [cit. 14. 12. 2013]. Dostupné na internete: <http://nldr.library.ucar.edu/repository/assets/osgc/OSGC-000-000-004-229.pdf>.
- [39] SENIOR, M., J. *Optical Fiber Communications Principles and Practice*. 3.vydanie. 2009. 1076 s. ISBN: 978-0-13-032681-2.
- [40] SCHLITTER, P. *Optické přístupové sítě*. In Access server [online]. 28. 07. 2004 [cit. 24. 10. 2013]. Dostupné na internete: <http://access.feld.cvut.cz/view.php?navezclanku=opticke-pristupove-site&cisloclanku=2004072807> ISSN 1214-9675.
- [41] SINGH, S., P., SINGH N. *NONLINEAR EFFECTS IN OPTICAL FIBERS: ORIGIN, MANAGEMENT AND APPLICATIONS*. V Progress In Electromagnetics Research, PIER 73, 249-275, 2007. Elektronické dokumenty.
- [42] SINGH, S., P., GANGWAR, R., SINGH, N. *NONLINEAR SCATTERING EFFECTS IN OPTICAL FIBERS*. V Progress In Electromagnetics Research, 2007. Elektronické dokumenty.
- [43] STEIGAUF, P. *Optika bude rýchlejšia: Prídu plne optické smerovače*. [online], 6. 3. 2013 , [cit. 30. 10. 2013]. Dostupné na internete: <http://www.zive.sk/optika-bude-rychlejsia-pridu-plne-opticke-smerovace/sc-4-a-287046/default.aspx>.

- [44] STÍSKAL, R. Vplyv disperzie v optických vláknach G.652-655 na prenášaný signál pri prenosových rýchlostiach vyšších ako 2,5 Gbit/s. Diplomová práca. Žilinská Univerzita v Žiline FEI. Žilina 2006. Vedúci práce Branislav Lihosit.
- [45] Šifta, R. *DWDM V PRÍSTUPOVÝCH SÍTÍCH*. Diplomová práca. Vysoké Učenie Technické v Brne. Vedúci práce Miloslav Filka.
- [46] TOULOUSE, J. *Optical Nonlinearities in Fibers: Review, Recent Examples, and Systems Applications*. JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, VOL. 23, NO. 11, NOVEMBER 2005. 3626 s. Elektronické dokumenty.
- [47] TRÄGER, F. *Nonlinear Optics*. V Springer Handbook of Lasers and Optics. 1. vydanie. Mníchov 2007. 1332 s. ISBN: 0-387-95579-8.
- [48] TVAROŽEK, P. *Štúdium nelineárnych javov v mikroštruktúrnych vláknach*. Žilina, 2008. Diplomová práca. Žilinská univerzita v Žiline. Vedúci práce Daniel Káčik.
- [49] Tvorba obsahov pre e-learning. *Komunikačné technológie* [online]. Žilina: Žilinská univerzita v Žiline [cit. 24. 10. 2013]. Dostupné na internete: http://www.kis.fri.uniza.sk/~ludo/top_el/KT/KT.pdf .
- [50] VERMA, R., GARG, P. *Comparative analysis of self phase modulation (SPM) and cross phase modulation (CPM)*. V International Journal of Advanced Research in Computer Science and Electronics Engineering. 1. vydanie. [online 3. 5. 2012]. [cit. 11. 12. 2013]. Elektronické dokumenty. ISSN: 2277 – 9043.
- [51] VÍTEZSLAV, T. *MODERNÍ OPTICKÉ PRÍSTUPOVÉ SÍTE*. Bakalárska práca. Vysoké Učenie Technické v Brne. Vedúci práce Radim Šifta.
- [52] VODRÁŽKA, J. *Základy FFTx*. V Access server [online]. 22. 05. 2006 [cit. 24. 10. 2013]. Dostupné na internete: <http://access.feld.cvut.cz/view.php?cisloclanku=2006051702> ISSN 1214-9675.
- [53] YIQING, X. *Novel $\chi^{(3)}$ Phenomena in Optical Fibers and Fiber Cavities*. The university of Auckland. Elektronické dokumenty.

Prehľad použitých skratiek a symbolov

n₁	index lomu v jadre optického vlákna
n₂	index lomu v plášte optického vlákna
LED	luminiscenčná dióda
P	elektrická polarizácia alebo výkon signálu
ε₀	permitivita vákua
χ	dielektrická susceptibilita prostredia
E	intenzita elektrického pola
λ	vlnová dĺžka
OTDR	metóda pre meranie a analýzu optických trás
α	tlmenie, polarizovateľnosť molekuly
LTR	príspevok Rayleighového rozptylu
γ	koeficient nelinearity optického vlákna
K	Boltzmanova konštanta
Fe	železo
Cu	meď
Cr	chróm
OH-	hydroxylové ióny
l, L	dĺžka
c	rýchlosť svetla
c₀	rýchlosť svetla vo vákuu
v	rýchlosť
ω	uhlová frekvencia
Δ	rozdiel
PMD	polarizačná vidová disperzia
SFG	generovanie súčtovej frekvencie
DFG	generovanie rozdielovej frekvencie
SHG	generovanie druhej harmonickej
k	označenie vektoru
OPO	optický parametrický oscilátor

OPA	optický parametrický zosilovač
OFC	optická frekvenčná konverzia
QPM	kvázi-fázové prispôsobenie
PPLN	periodicky pólované lithium niobate
SPM	vlastná fázová modulácia
A	prierez optického prostredia
Δ_{\perp}	priečna časť Laplacovho operátora
XPM	krížová fázová modulácia
FWM	štvorvlnové zmiešavanie
WDM	vlnovo delený multiplex
M,N	počet
NLS	nelineárna Schrödingerova rovnica
GVD	disperzia grupovej rýchlosti
β_2	koeficient GVD druhého rádu
ISM	metóda spätného rozptylu
ξ	normalizovaná vzdialenosť
τ	normalizovaný čas, pozícia
\emptyset	fáza
η	amplitúda
h	Planckova konštanta
\hbar	redukovaná Planckova konštanta
ν_0	frekvencia budiaceho žiarenia
ν_v	vybračná frekvencia
g_R	Ramanov zisk
Θ	vlnový operátor
g_B	Brillouinov zisk
OAN	optické prístupové siete
OLT	optické linkové zakončenie
ODN	optická distribučná sieť
ONU	optické ukončujúce jednotky

ONT	optické sieťové zakončenie
TDM	časový delený multiplex
PTP	spojenie bod - bod
PTMP	spojenie bod - viacej bodov
AON	aktívna optická sieť
PON	pasívna optická sieť
BER	bitová chybovosť
DWDM	hustý vlnový multiplex
SBS	stimulovaný Brillouinov rozptyl
SRS	stimulovaný Ramanov rozptyl
FTTH	optické vlákno až do domu
FTTB	optické vlákno až k budove
FTTC	optické vlákno až k okraju chodníku
FTTCab	optické vlákno až do kabinetu
FTTO	optické vlákno až do kancelárie
FTTN	optické vlákno k uzlu
FTTP	optické vlákno až k areálu
a.u.	ľubovoľná jednotka

Zoznam príloh

A. Prílohy - Topológie

- A. 1 - Príloha TDM-PON Topológie**
- A. 2 - Príloha WDM-PON Topológie**

B. Prílohy - Namerané hodnoty

- B. 1 - Príloha FWM_WDM.xls**
- B. 2 - Príloha RAMAN_WDM.xls**
- B. 3 - Príloha SPM_TDM.xls**
- B. 4 - Príloha RAMAN_TDM.xls**

C. Prílohy - simulácie v programe optSim

- C. 1 - FWM_02nm.moml**
- C. 2 - FWM_08nm.moml**
- C. 3 - RAMAN_WDM.moml**
- C. 4 - TDM_RAMAN_32.moml**
- C. 5 - TDM_RAMAN_64.moml**
- C. 6 - TDM_RAMAN_128.moml**
- C. 7 - SPM_32_5bits.moml**
- C. 8 - SPM_32_10bits.moml**
- C. 9 - SPM_32_20bits.moml**
- C. 10 - SPM_16.moml**
- C. 11 - SPM_32.moml**
- C. 12 - SPM_64.moml**
- C. 13 - SPM_128.moml**

ONU 1-32

TDM-PON

