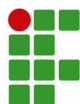


MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA DE GOIÁS
DEPARTAMENTO DAS ÁREAS ACADÊMICAS IV
COORDENAÇÃO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

GRAZIELLI RODRIGUES DOS SANTOS

**EFEITOS NÃO LINEARES NA PROPAGAÇÃO DO SINAL ÓPTICO:
ESTUDOS E SIMULAÇÕES**

GOIÂNIA
2022



INSTITUTO FEDERAL
Goiás

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
SECRETARIA DE EDUCAÇÃO PROFISSIONAL E TECNOLÓGICA
INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
SISTEMA INTEGRADO DE BIBLIOTECAS

TERMO DE AUTORIZAÇÃO PARA DISPONIBILIZAÇÃO NO REPOSITÓRIO DIGITAL DO IFG - ReDi IFG

Com base no disposto na Lei Federal nº 9.610/98, AUTORIZO o Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Goiás, a disponibilizar gratuitamente o documento no Repositório Digital (ReDi IFG), sem ressarcimento de direitos autorais, conforme permissão assinada abaixo, em formato digital para fins de leitura, download e impressão, a título de divulgação da produção técnico-científica no IFG.

Identificação da Produção Técnico-Científica

- | | |
|--|---|
| ☐ Tese | ☐ Artigo Científico |
| ☐ Dissertação | ☐ Capítulo de Livro |
| ☐ Monografia – Especialização | ☐ Livro |
| ☒ TCC - Graduação | ☐ Trabalho Apresentado em Evento |
| ☐ Produto Técnico e Educacional - Tipo: _____ | |

Nome Completo do Autor: GRAZIELLI RODRIGUES DOS SANTOS

Matrícula: 20141011060258

Título do Trabalho: Efeitos Não Lineares Na Propagação Do Sinal Óptico: Estudos e Simulações

Autorização - Marque uma das opções

1. (X) Autorizo disponibilizar meu trabalho no Repositório Digital do IFG (acesso aberto);
2. () Autorizo disponibilizar meu trabalho no Repositório Digital do IFG somente após a data ____/____/____ (Embargo);
3. () Não autorizo disponibilizar meu trabalho no Repositório Digital do IFG (acesso restrito).

Ao indicar a opção **2 ou 3**, marque a justificativa:

- () O documento está sujeito a registro de patente.
() O documento pode vir a ser publicado como livro, capítulo de livro ou artigo.
() Outra justificativa: _____

DECLARAÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO NÃO-EXCLUSIVA

O/A referido/a autor/a declara que:

- i. o documento é seu trabalho original, detém os direitos autorais da produção técnico-científica e não infringe os direitos de qualquer outra pessoa ou entidade;
- ii. obteve autorização de quaisquer materiais inclusos no documento do qual não detém os direitos de autor/a, para conceder ao Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Goiás os direitos requeridos e que este material cujos direitos autorais são de terceiros, estão claramente identificados e reconhecidos no texto ou conteúdo do documento entregue;
- iii. cumpriu quaisquer obrigações exigidas por contrato ou acordo, caso o documento entregue seja baseado em trabalho financiado ou apoiado por outra instituição que não o Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Goiás.

Goiânia, 16/04/2022.

Assinatura do Autor e/ou Detentor dos Direitos Autorais

GRAZIELLI RODRIGUES DOS SANTOS

**EFEITOS NÃO LINEARES NA PROPAGAÇÃO DO SINAL ÓPTICO:
ESTUDOS E SIMULAÇÕES**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à Coordenação do Curso de Engenharia Elétrica do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Goiás como requisito parcial à obtenção do título de Bacharel em Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Marcos Antônio Cardoso

GOIÂNIA

2022

S237e Santos, Grazielli Rodrigues dos.

Efeitos não lineares na propagação do sinal óptico: estudos e simulações / Grazielli Rodrigues dos Santos. – Goiânia: Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Goiás, 2022.
[54]f.

Orientação: Prof. Dr. Marcos Antônio Cardoso.

TCC (Trabalho de Conclusão de Curso) – Curso de Bacharelado em Engenharia Elétrica, Coordenação de Engenharia Elétrica, Departamento das Áreas Acadêmicas IV, Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Goiás.

1. Fibra óptica. II. Comunicação óptica. I. Cardoso, Marcos Antônio (orientação). II. Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Goiás. III. Título.

CDD 621.369 2

Ficha catalográfica elaborada pela bibliotecária Lana Cristina Dias Oliveira CRB1/ 2.631
Biblioteca Professor Jorge Félix de Souza,
Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Goiás, Câmpus Goiânia.



INSTITUTO FEDERAL
Goiás

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
SECRETARIA DE EDUCAÇÃO PROFISSIONAL E TECNOLÓGICA
INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA DE GOIÁS
CÂMPUS GOIÂNIA

GRAZIELLI RODRIGUES DOS SANTOS

**EFEITOS NÃO LINEARES NA PROPAGAÇÃO DO SINAL ÓPTICO:
ESTUDOS E SIMULAÇÕES**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Curso de Bacharelado em Engenharia Elétrica do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Goiás, como parte das exigências para obtenção do Título de Engenheira Eletricista.

Goiânia, 22 de março de 2022.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Marcos Antônio Cardoso de Lima

Orientador - IFG/Câmpus Goiânia

Prof. Me. Fábio da Silva Marques

Membro da Banca Examinadora - IFG/Câmpus Goiânia

Prof. Dr. João Batista José Pereira

Membro da Banca Examinadora - IFG/Câmpus Goiânia

Documento assinado eletronicamente por:

- Joao Batista Jose Pereira, PROFESSOR ENS BASICO TECN TECNOLOGICO, em 23/03/2022 07:06:41.
- Fabio da Silva Marques, PROFESSOR ENS BASICO TECN TECNOLOGICO, em 22/03/2022 20:21:53.
- Marcos Antonio Cardoso de Lima, PROFESSOR ENS BASICO TECN TECNOLOGICO, em 22/03/2022 20:10:11.

Este documento foi emitido pelo SUAP em 15/03/2022. Para comprovar sua autenticidade, faça a leitura do QRCode ao lado ou acesse <https://suap.ifg.edu.br/autenticar-documento/> e forneça os dados abaixo:

Código Verificador: 257393
Código de Autenticação: 489e214320



AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, a Beatriz, ao Gustavo, ao Juan Carlos e a Juliana com muito amor.

A todos os professores do curso de Engenharia Elétrica. Em especial, ao professor Dr. Marcos Antônio C. Lima, pela orientação neste trabalho.

À Bruna e ao New, por suas inestimáveis contribuições para a realização desse trabalho.

EPÍGRAFE

“A menos que modifiquemos a nossa maneira
de pensar, não seremos capazes de resolver
os problemas causados pela forma como nos
acostumamos a ver o mundo”

Albert Einstein

RESUMO

Neste trabalho, são apresentados os fenômenos não lineares que ocorrem na propagação do pulso óptico, as equações dos modelos analíticos de propagação não-linear e dois métodos numéricos utilizados para solução dos modelos. São observados os efeitos dos fenômenos não-lineares SRS (espalhamento Raman estimulado) e FWM (Mistura de quatro ondas) na propagação do pulso óptico por meio de simulações utilizando a biblioteca py-fmas do programa de código aberto Python.

Palavras-chave: efeitos não lineares, fibra óptica, espalhamento Raman estimulado (SRS), mistura de quatro ondas (FWM), py-fmas, sinal analítico (AS).

ABSTRACT

This work aims to present the non-linear phenomena in optical pulse propagation along the optical fibers. Also is included the analytic models equations and two numerical methods used to solve these models. Simulations using py-fmas, one library of the open source Python program, are implemented to observe the non-linear effects of SRS (Stimulated Raman Scattering) and FWM (Four-Wave Mixing) on optical pulse propagation.

Keywords: non-linear effects, optical fiber, stimulated Raman scattering (SRS), four-wave mixing (FWM), py-fmas, analytic signal (AS).

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1. Mapa de dispersão para canais de comprimento de onda central, mais curto e mais longo de um sistema WDM [1].....	7
Figura 2.2. Efeitos não-lineares em fibras ópticas [17].....	8
Figura 2.3. Espalhamento estimulado.....	9
Figura 2.4. Componentes de Stokes.....	10
Figura 2.5. Potência transmitida e de Stokes	11
Figura 2.6. Efeito SRS em fibras ópticas [3].....	13
Figura 2.7. Transferência de energia entre canais ópticos devido ao SRS.....	13
Figura 2.8. Espectro de ganho de Raman para sílica fundida e $\lambda_p = 1 \mu\text{m}$	15
Figura 2.9. Frequência de gorjeio (<i>chirp</i>) [3].....	17
Figura 2.10. Diafonia devido ao FWM [3].....	19
Figura 2.11. Efeito FWM em sistemas WDM de dois canais com fibra óptica de baixa dispersão.....	20
Figura 4.1. Dependência do Índice de refração da sílica fundida pelo comprimento de onda.....	32
Figura 4.2. Efeito Raman observado em fibra de sílica fundida para 1mW	34
Figura 4.3. Efeito Raman observado em fibra de sílica fundida para 100W.....	34
Figura 4.4. Efeito Raman observado em fibra de sílica fundida para 1kW.....	35
Figura 4.5. Efeito Raman observado em fibra de sílica fundida 10kW.....	35
Figura 4.6. Espalhamento Raman em fibra de cristal fotônico (PCF) [13].....	36
Figura 4.7. Efeito FWM observado em fibra de sílica fundida com potência de entrada de 1mW.....	37
Figura 4.8. Efeito FWM observado em fibra de sílica fundida com potência de entrada de 5mW.....	38
Figura 4.9. Efeito do FWM em sistemas WDM: a) canais igualmente espaçados, b) canais com espaçamento diferente.....	39

LISTA DE ABREVIATURAS

AS	<i>analytic signal</i>	sinal analítico
DFB	<i>distributed feedback laser</i>	laser com realimentação distribuída
DSF	<i>dispersion shift fiber</i>	fibra com dispersão deslocada
DWDM	<i>dense wavelength division multiplexing</i>	multiplexação por divisão de comprimento de onda denso
EDFA	<i>erbium doped fiber amplifier</i>	amplificador de fibra dopada com érbio
FMAS_S	<i>forward model for the analytic signal simplificado</i>	modelo para o sinal analítico simplificado
FMAS_S_R	<i>forward model for the analytic signal including Raman effect</i>	modelo para o sinal analítico simplificado incluindo o efeito Raman
FWM	<i>four-wave mixing</i>	mistura de quatro ondas
GNLSE	<i>generalized nonlinear Schrödinger equation</i>	equação de Schrödinger não-linear generalizada
GVD	<i>group velocity dispersion</i>	dispersão de velocidade de grupo
ISI	<i>intersymbol interference</i>	interferência intersimbólica
NLSE	<i>nonlinear Schrödinger equation</i>	equação de Schrödinger não-linear
SNR	<i>signal to noise ratio</i>	relação sinal relação ruído (SNR)
SBS	<i>stimulated Brillouin scattering</i>	espalhamento Brillouin estimulado
SPM	<i>self-phase modulation</i>	automodulação de fase
SSFM	<i>split-step Fourier transform method</i>	método de Fourier em etapas divididas
SRS	<i>stimulated Raman scattering</i>	espalhamento Raman estimulado
SVEA	<i>slowly varying envelope approximation</i>	aproximação por envelope de variação lenta
WDM	<i>wavelength division multiplexing</i>	multiplexação por divisão de comprimento de onda
XGM	<i>cross-gain modulation</i>	modulação cruzada de ganho
XPM	<i>cross-phase modulation</i>	modulação cruzada de fase

SUMÁRIO

1. Introdução	1
1.1 Objetivo	2
1.2 Estrutura do Trabalho	3
2. Características de Transmissão	4
2.1 Gerenciamento de Perdas	5
2.2 Gerenciamento de Dispersão.....	6
2.3 Efeitos Não-Lineares	8
3. Modelagem da Propagação de Pulsos Ópticos.....	22
3.1 Equação de Propagação Não-linear	23
3.2 Equação de Schrödinger Não-linear Generalizada	24
3.3 Modelagem Numérica da Propagação Não-linear	27
3.4 Modelo de Propagação Não-linear por Sinal Analítico.....	29
4. Resultados das Simulações	32
4.1 Parâmetros da Fibra Óptica.....	32
4.2 Simulação do Efeito Não-linear Espalhamento Raman (SRS)	34
4.3 Simulação do Efeito Não-linear Mistura de Quatro Ondas (FWM).....	37
5. Conclusões.....	40
Referências Bibliográficas	41

Capítulo 1

Introdução

Na década de 1980, após os efeitos não lineares nas fibras ópticas terem sido observados experimentalmente, foi percebido que eles limitariam o desempenho dos sistemas de comunicação ópticos. No entanto, estes efeitos foram considerados irrelevantes, pois tanto a taxa de transmissão quanto os comprimentos dos enlaces eram limitados pelas perdas e pela dispersão de velocidade de grupo (GVD) das fibras ópticas.

A situação mudou drasticamente durante a década de 1990 com o advento da amplificação óptica, do gerenciamento de dispersão e da multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM). Esses avanços permitiram aumentar os comprimentos dos enlaces para além de 1000 km e as taxas de transmissão por canal para além de 10 Gb/s. Como resultado, os efeitos não lineares em fibras ópticas tornaram-se uma preocupação primordial na otimização dos sistemas de comunicação ópticos [1].

Nas transmissões de dados em enlaces ópticos a questão mais importante é determinar como o fluxo de bits óptico é afetado pelas perdas, pela dispersão e pelos vários efeitos não lineares à medida que se propaga pela fibra. Essas deficiências introduzem distorção por interferência intersimbólica (ISI) no receptor e, portanto, causam degradação de desempenho [2].

As fibras ópticas fabricadas de sílica pura ou dopada são as que apresentam as melhores características de transmissão e são as utilizadas nos sistemas de telecomunicações. A sílica (SiO_2) é um material que não possui características lineares [3]-[6]. O índice de refração é ligeiramente dependente da potência óptica, com intensidades ópticas mais elevadas experimentando um índice de refração mais alto. Além disso, os campos elétricos de vários canais se misturam e produzem produtos de soma e diferença de frequência [7].

Alguns efeitos não lineares típicos, que tendem a degradar significativamente a integridade do sinal, incluem: Auto Modulação de Fase (SPM), Modulação Cruzada de Fase (XPM), Mistura de Quatro Ondas (FWM), Espalhamento Raman

Estimulado (SRS), e Espalhamento Brillouin Estimulado (SBS). Todavia, os efeitos das não linearidades da fibra óptica podem ser parcialmente controlados introduzindo e equilibrando cuidadosamente a dispersão cromática, talvez com compensação fixa e/ou ajustável.

Tipicamente os modelos considerados para descrever a propagação dos pulsos ópticos em meios não-lineares são obtidos por meio das equações de Maxwell ou por meio de equações de envelope não-linear como a Equação de Schrödinger.

Estes modelos matemáticos fornecem uma excelente descrição dos efeitos não lineares observados na propagação da luz na fibra óptica. Infelizmente, geralmente as soluções são tão complicadas que não possuem solução analítica, e o uso de técnicas de integração numérica torna-se inevitável.

Atualmente, tem sido apresentadas diferentes propostas para modelagem numérica da propagação não-linear, como os baseados no método de Fourier em etapas divididas (SSFM - *split-step Fourier transform method*) [8] e no uso do sinal analítico (AS – *analytic signal*) [9]-[13].

Neste trabalho, são apresentados os fenômenos não lineares que ocorrem na propagação do pulso óptico, as equações dos modelos analíticos de propagação não-linear, e dois métodos numéricos capazes de solucionar o modelo analítico, o primeiro baseado no SSFM e o segundo baseado no sinal analítico.

Nos resultados apresentados, o modelo do sinal analítico implementado por meio de ferramentas do programa de código aberto Python foi utilizado para analisar o comportamento dos efeitos não-lineares SRS (espalhamento Raman estimulado) e FWM (Mistura de quatro ondas) na propagação do pulso óptico.

1.1 Objetivo

O objetivo deste trabalho é estudar e analisar os fenômenos não lineares na propagação de pulsos em fibras ópticas.

Diferente dos efeitos lineares que são intrínsecos à fibra óptica, os efeitos não lineares são dependentes, principalmente, do nível de potência no interior da fibra e das características do índice de refração.

Neste contexto, elevar a potência de transmissão para solucionar as perdas por atenuação ou aumentar o número de canais em um link podem excitar diversos efeitos não lineares, os quais degradam o sinal óptico e impõe um limite ao comprimento dos enlaces ópticos sem regeneração.

O uso de métodos numéricos para solução das equações analíticas dos efeitos não lineares na propagação de pulsos ópticos, implementados em programas matemáticos como o MATLAB e o Python, têm permitido a visualização dos efeitos dos fenômenos não-lineares em um ambiente com elevada qualidade gráfica.

Neste trabalho foi utilizada a biblioteca py-fmas do Python, para analisar dois fenômenos não-lineares: Espalhamento Raman Estimulado (SRS - *stimulated Raman scattering*) e Mistura de Quatro Ondas (FWM - *four-wave mixing*).

1.2 Estrutura do Trabalho

No Capítulo 2 são apresentadas as características de transmissão da fibra óptica, por meio dos fenômenos lineares e não-lineares, direcionados aos sistemas de sistemas de comunicações ópticos.

A modelagem matemática da propagação de pulsos ópticos está apresentada no Capítulo 3. Adicionalmente, são apresentados o método numérico para solução da equação de Schrödinger não-linear generalizada, proposto por Redman et. al. [8], e o método baseado no sinal analítico, proposto por Melchert e Demircan [9].

No Capítulo 4 são apresentados os resultados de simulação para os efeitos dos fenômenos de Espalhamento Raman Estimulado (SRS) e Mistura de Quatro Ondas (FWM), realizadas em programação Python.

Finalmente, as conclusões deste trabalho estão apresentadas no Capítulo 5.

Capítulo 2

Características de Transmissão

Os materiais básicos usados na fabricação de fibras ópticas são sílica pura ou dopada, vidro composto e plástico. As fibras ópticas fabricadas de vidro composto e plástico não tem boas características de transmissão (possuem alta atenuação e baixa largura de banda passante) e são empregadas em sistemas de telecomunicações de baixa capacidade e pequenas distâncias e em sistemas de iluminação. Os processos de fabricação dessas fibras são simples e baratos se comparados aos das fibras de sílica pura ou dopada. As fibras ópticas fabricadas de sílica pura ou dopada são as que apresentam as melhores características de transmissão e são as utilizadas nos sistemas de telecomunicações [14].

As deficiências de transmissão da fibra óptica (*optical impairments*) causam várias distorções de sinal e, portanto, necessitam de diferentes análises para o monitoramento adequado (diagramas de olho, variações de energia óptica e elétrica e flutuações de polarização).

Os sistemas ópticos digitais transmitem as informações como um fluxo contínuo de bits. A taxa de bits B determina a duração de cada bit, como $T_B = 1/B$. Um pulso óptico está presente no intervalo de tempo alocado para cada bit 1. As taxas de transmissão por comprimento de onda vêm evoluindo por meio do uso de formatos avançados de modulação, baseados na codificação de múltiplos bits sobre todos os graus de liberdade da onda eletromagnética (amplitude, fase, polarização e frequência), resultando em aumento da eficiência espectral. [15]-[16].

Entretanto, cada uma das deficiências de transmissão das fibras ópticas dá origem a diferentes efeitos degradantes para os diferentes formatos de modulação de dados. O desafio futuro é desenvolver uma técnica de monitoramento simples e exclusiva que possa monitorar cada uma das deficiências ópticas simultaneamente para qualquer formato de modulação dos dados de entrada [15].

Este capítulo apresenta as principais deficiências de transmissão das fibras ópticas. Na próxima seção o foco está nos efeitos das perdas e dispersão das fibras; os efeitos não lineares são considerados nas seções posteriores.

2.1. Gerenciamento de Perdas

As fibras de sílica exibem perdas mínimas (cerca de 0,2 dB/km) na região de comprimento de onda próximo a $1,55\mu\text{m}$. Por esta razão, os modernos sistemas de comunicação ópticos operam perto desse comprimento de onda para minimizar o impacto das perdas de fibra. Mesmo assim, o sinal óptico é atenuado por um fator de 100 ou mais em enlaces de apenas 100 km de comprimento [1].

Nos sistemas de longa distância as perdas na fibra devem ser compensadas periodicamente para elevar a potência do sinal ao seu valor original. A maioria dos sistemas utiliza EDFAs em que as perdas acumuladas ao longo de 60-80 km são compensadas usando comprimentos curtos (≈ 10 m) de fibras dopadas com érbio. Sistemas avançados utilizam o esquema de amplificação Raman. Neste caso, o ganho Raman da própria fibra de transmissão é usado para compensar as perdas ao longo do enlace. Este esquema requer a injeção periódica de potência de bombeio por meio de acopladores ópticos.

Entretanto, a técnica de gerenciamento de perdas baseada em amplificação óptica degrada a relação sinal ruído (SNR) do fluxo de bits óptico porque todos os amplificadores adicionam ruído ao sinal devido à emissão espontânea estimulada (ASE). Em uma cadeia de amplificadores agrupados em cascata, o ruído ASE acumula de amplificador para amplificador e pode atingir níveis elevados.

Os altos níveis de ruído ASE podem saturar os amplificadores. Neste ponto, a potência do sinal começa a diminuir enquanto, ao mesmo tempo, a potência do ruído continua a aumentar, resultando em grave degradação da SNR.

A potência do ruído ASE pode ser controlada reduzindo o ganho e o espaçamento entre os amplificadores. Na prática, o espaçamento não pode ser muito pequeno. Normalmente, é menor que 50 km para aplicações submarinas, mas pode ser aumentado para 80 km ou mais para sistemas terrestres.

2.2. Gerenciamento de Dispersão

O desempenho de qualquer sistema de transmissão em fibra óptica é afetado pelo alargamento do pulso devido à dispersão. Os efeitos GVD (Dispersão por Velocidade de Grupo) podem ser minimizados operando o sistema próximo ao comprimento de onda de dispersão zero λ_{ZD} da fibra.

No entanto, nem sempre é prático combinar o comprimento de onda de operação λ com λ_{ZD} . Como exemplo, são comuns sistemas operando na região de 1,55 μm utilizando fibras de telecomunicações “padrão” para os quais $\lambda_{ZD} \approx 1,31\mu\text{m}$. Uma vez que o parâmetro GVD $\beta_2 \approx -20 \text{ ps}^2/\text{km}$ para tais fibras na região de 1,55 μm , o alargamento do pulso por dispersão poderá limitar severamente o desempenho deste sistema [1].

O uso da modulação externa permitiu uma considerável melhoria no desempenho do sistema em comparação com a modulação direta do diodo laser DFB (*distributed feedback laser*) [14]. Considerando um sistema operando a 2,5 Gb/s, utilizando fibras com parâmetros $D = 16 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ e $\beta_2 \approx -20 \text{ ps}^2/\text{km}$ a 1,55 μm , o limite do comprimento do enlace foi estendido de 42 km para 500 km.

Embora melhorado consideravelmente em comparação com os lasers DFB modulados diretamente, o limite de dispersão torna-se uma preocupação quando amplificadores ópticos são usados para compensação de perda. Além disso, se a taxa de bits for aumentada para 10 Gb/s, à distância de transmissão limitada pelo GVD é reduzida para 30 km, um valor tão baixo que inviabiliza o uso de amplificadores ópticos [1].

A técnica de gerenciamento de dispersão visa o controle da dispersão de um determinado sistema para mitigar seus efeitos indesejáveis. Na abordagem mais simples, o sinal óptico é propagado sobre vários segmentos com diferentes características de dispersão. Distingue-se dispersão normal (para $\beta'' > 0$) e dispersão anômala (para $\beta'' < 0$). No meio com dispersão normal, a velocidade de grupo diminui com o aumento da frequência óptica. No meio com dispersão anômala, a velocidade de grupo aumenta com o aumento da frequência óptica. Como resultado, a forma do pulso é restaurada ao seu estado original.

A compensação de dispersão pode ser obtida com seções de fibra compensadoras (DCF - *Dispersion Compensation Fiber*), ou com módulos de

compensação contendo fibras com dispersão deslocada (DSF - *dispersion shifted fiber*) ou fibras com grades de Bragg (FBG - *Fiber Bragg Grating*). Este último tem a vantagem da compacidade e baixa perda de inserção.

Os sistemas WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) se beneficiam enormemente do gerenciamento de dispersão porque seu uso evita diafonia (*crosstalk*) induzida por FWM (*Four Wave Mixing*). No entanto, o GVD não pode ser totalmente compensado para todos os canais devido à dependência do comprimento de onda com o parâmetro β_2 . O gráfico do valor acumulado de dispersão ao longo da fibra óptica, para uma situação típica dos sistemas WDM para o canal central e dois canais limítrofes está ilustrado Figura 2.1.

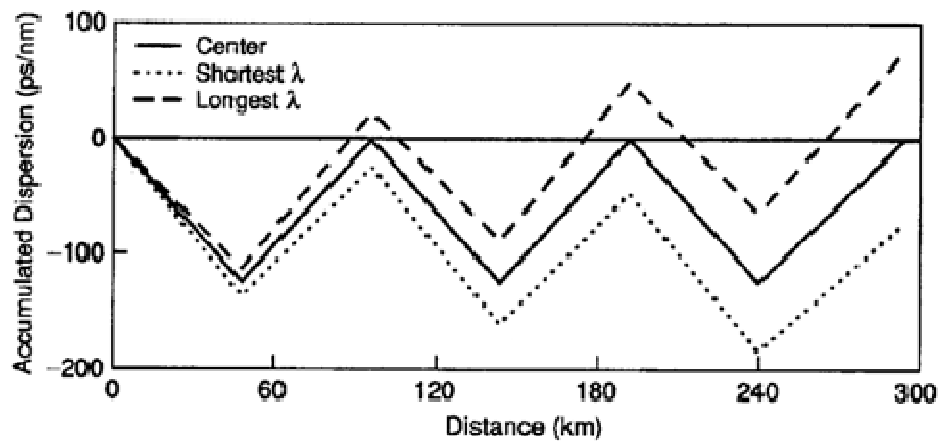


Figura 2.1. Mapa de dispersão para canais de comprimento de onda central, mais curto e mais longo de um sistema WDM [1].

Os efeitos do GVD podem ser eliminados para o canal central, mas permanecem finitos para todos os outros canais. Na prática, a dispersão acumulada pode exceder 1000 ps/nm para os canais limítrofes em sistemas WDM de longa distância. Técnicas de pré ou pós-compensação são frequentemente usadas adicionando diferentes comprimentos de fibras DCF para canais diferentes na extremidade do transmissor ou do receptor.

2.3. Efeitos Não-Lineares

Em óptica, os termos linear e não linear, significam fenômenos independentes e dependentes da intensidade de potência óptica, respectivamente. Deve-se destacar que feixes ópticos de alta intensidade podem ser produzidos por meio de valores relativamente pequenos de potência aplicada, por causa dos reduzidos diâmetros dos núcleos das fibras.

Na condição de elevada intensidade óptica, as relações entre os campos elétrico e magnético da onda e as propriedades do meio não são descritas por meio de funções lineares.

Os Efeitos não lineares em fibras ópticas ocorrem devido à: (1) mudança no índice de refração do meio com intensidade óptica e, (2) fenômeno de espalhamento inelástico [17].

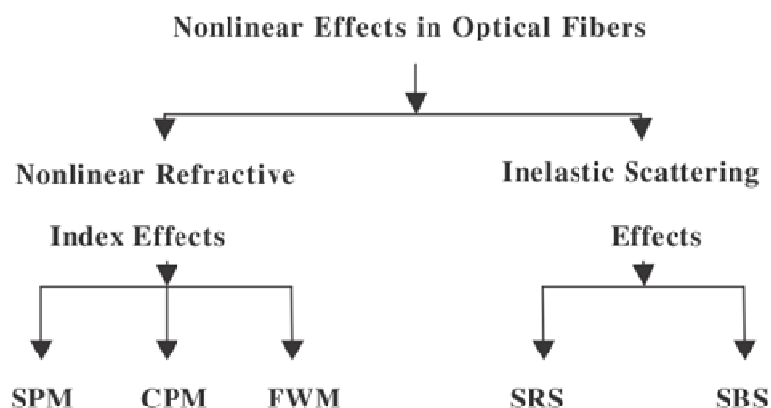


Figura 2.2. Efeitos não-lineares em fibras ópticas [17].

A dependência do índice de refração pela potência é responsável pelo efeito Kerr. Este fenômeno manifesta-se a partir da interação do feixe óptico com o meio sob a ação de um campo elétrico aplicado. Resulta em uma modificação no índice de refração relacionada a termos não-lineares da polarização elétrica. Dependendo do tipo de sinal de entrada, a não linearidade Kerr se manifesta em três efeitos diferentes, como Auto-modulação de Fase (SPM), Modulação Cruzada de Fase (XPM) e Mistura de Quatro Ondas (FWM) [18]-[19].

No espalhamento inelástico a partícula de luz pode ganhar ou perder energia. Em intensidades de potência elevadas, o fenômeno de espalhamento inelástico pode induzir efeitos estimulados, como o espalhamento Brillouin estimulado (SBS) e o

espalhamento Raman estimulado (SRS). A intensidade da luz espalhada cresce exponencialmente se a potência incidente exceder um determinado valor limite.

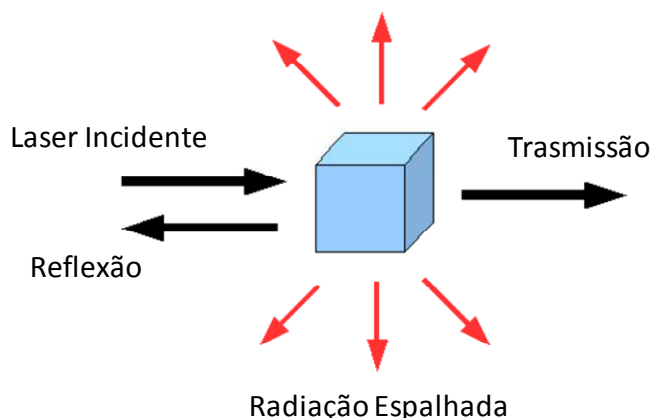


Figura 2.3. Espalhamento estimulado.

A diferença entre A dispersão de Brillouin e Raman é que os fônons gerados por Brillouin (acústicos) são coerentes e dão origem a uma onda acústica macroscópica na fibra, enquanto no espalhamento Raman os fônons (ópticos) são incoerentes e nenhuma onda macroscópica é gerada [17].

Os efeitos não lineares afetam o desempenho dos sistemas WDM. Exceto para SPM e XPM, todos os efeitos não lineares fornecem ganhos para algum canal à custa de esgotar a energia de outros canais. SPM e XPM afetam apenas a fase dos sinais e podem causar alargamento espectral, o que leva a uma maior dispersão.

Os efeitos não-lineares limitam a potência máxima dos lasers com fibra dopada e dos amplificadores, o que restringe o comprimento do enlace óptico. Ainda, a intensidade dos efeitos não-lineares dependem do comprimento de transmissão. Quanto maior for o comprimento do enlace da fibra, maior será a interação da luz com o meio e maior será o efeito não linear.

A próxima seção apresenta os cinco principais fenômenos não lineares que ocorrem no interior das fibras ópticas.

1. Espalhamento Estimulado de Brillouin - SBS

O espalhamento estimulado de Brillouin (*Stimulated Brillouin Scattering*) em fibras ópticas foi observado pela primeira vez em 1972 e tem sido estudado extensivamente devido às suas implicações nos sistemas de comunicações ópticas.

O espalhamento estimulado está associado aos efeitos gerados pelo espalhamento espontâneo. Aparece após a potência da onda incidente ultrapassar determinado limiar, estimulando o surgimento de uma onda acústica. Como resultado, há formação de novas ondas denominadas *ondas de Stokes* e *ondas anti-Stokes*. A onda de Stokes apresenta uma frequência menor que a do feixe óptico incidente, demonstrando que o meio retém parte da energia original. A onda anti-Stokes possui frequência maior que a da onda incidente, indicando que o meio cede energia para a onda eletromagnética [19].

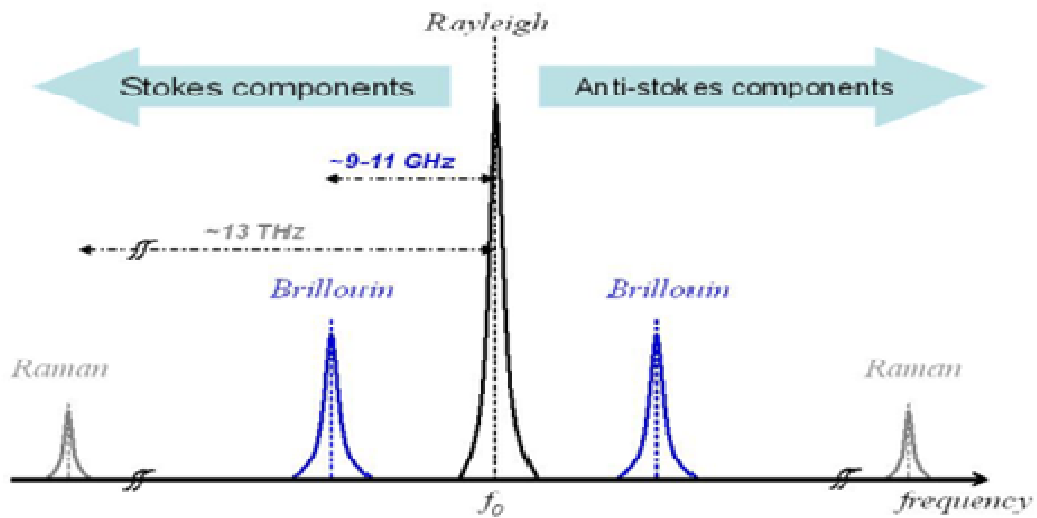


Figura 2.4. Componentes de Stokes.

O SBS gera uma onda de Stokes que se propaga no sentido inverso ao da onda incidente. A frequência da onda de Stokes é reduzida por uma quantidade que depende do comprimento de onda do sinal incidente. Essa mudança é conhecida como mudança de Brillouin, e apresenta valores entre 9 e 11GHz na região de comprimento de onda perto de 1,55 μm .

A intensidade da onda de Stokes cresce exponencialmente quando a potência de entrada excede um valor limite. Para sinais de banda estreita, a potência de limiar P_{th} pode ser estimada por meio da relação [1]:

$$g_B P_{th} \frac{L_{eff}}{A_{eff}} \approx 21 \quad (2.1)$$

onde g_B é o coeficiente de ganho de Brillouin, A_{eff} é a área efetiva, e o comprimento efetivo, $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$ é menor que o comprimento real L por causa das perdas da fibra definidas por α . Para fibras longas tais que $\alpha L \gg 1$, pode-se usar $L_{eff} \approx 1/\alpha$.

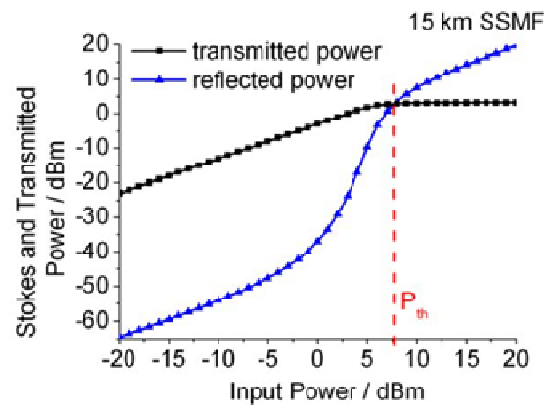


Figura 2.5. Potência transmitida e de Stokes .

Se tivermos por exemplo, uma atenuação $\alpha = 0,2 \text{ dB/km}$ (o que equivale a $0,046 \text{ km}^{-1}$) tem-se um comprimento efetivo $L_{\text{eff}} = 21,7 \text{ km}$. Usando $g_B \approx 5 \times 10^{-11} \text{ m/W}$ e $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$ como valores típicos, P_{th} pode ser tão baixo quanto 1 mW para sinais de onda contínua (CW - *continuous wave*) na região de comprimento de onda próxima a $1,55 \mu\text{m}$ [1].

Considerável atenção tem sido dada para estimar o limiar de Brillouin e quantificar as limitações práticas do SBS. O limiar P_{th} aumenta para feixes CW cuja largura espectral $\Delta\nu_p$ é maior do que a largura da linha de ganho de Brillouin ($\Delta\nu_B \approx 20 \text{ MHz}$). Também aumenta para pulsos ópticos curtos devido às suas larguras de banda relativamente amplas. A quantidade pela qual a potência de limiar aumenta depende do formato de modulação usado para transmissão de dados. O limiar SBS também depende se a amplitude, fase, ou frequência da portadora óptica é modulada para codificação de informação.

Em sistemas WDM modernos, as perdas na fibra são compensadas periodicamente com o uso de amplificadores. Uma questão importante é como os amplificadores afetam o processo SBS. Se a onda de Stokes fosse amplificada, ela se acumularia em todo o link e aumentaria enormemente.

Felizmente, os amplificadores possuem isoladores ópticos capazes de bloquear a passagem da onda de Stokes. No entanto, o surgimento do SBS entre dois amplificadores ainda é indesejável por duas razões: o SBS retira energia do sinal quando a potência do sinal excede o limiar; o SBS induz grandes flutuações no sinal restante, resultando na degradação da SNR e da taxa de erro de bits (BER). Por essas razões, as potências dos canais são invariavelmente mantidas abaixo do limiar SBS e são limitadas na prática em 10 mW.

2. Espalhamento Estimulado de Raman - SRS

O espalhamento estimulado de Raman (*Stimulated Raman Scattering*) foi observado pela primeira vez em fibras ópticas em 1972. Desde então, o impacto do SRS no desempenho dos sistemas ópticos tem sido extensivamente estudados.

O SRS difere do espalhamento estimulado de Brillouin de várias maneiras:

- a. O SRS gera uma onda de Stokes de propagação direta.
- b. O deslocamento Raman ν_R pelo qual a frequência da onda de Stokes é deslocada para baixo é próxima de 13 THz.
- c. O espectro de ganho Raman é extremamente amplo e se estende por uma faixa de frequência maior que 20 THz.
- d. O valor de pico do ganho Raman g_R é menor do que um fator de 100 em comparação com o ganho de Brillouin.

O espalhamento Raman ocorre quando uma onda incidente é espalhada pelas moléculas de sílica da fibra óptica. Alguns dos fótons incidentes perdem energia ao se transformarem em fótons espalhados, sendo a energia remanescente absorvida pelas moléculas de sílica, originando fônons ópticos.

O SRS gera luz espalhada em um comprimento de onda maior do que o da luz incidente. Se outro sinal estiver presente nesse comprimento de onda, a luz do SRS irá amplificá-lo e o sinal de comprimento de onda de bombeio terá sua potência reduzida [3].

O espalhamento se torna estimulado e transfere a maior parte da potência do sinal para a *onda de Stokes* se a potência do feixe incidente for superior ao limiar, P_{th} [1]:

$$P_{th} \approx \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (2.2)$$

Como no caso anterior, pode-se substituir $L_{eff} = 1/\alpha$ para longos comprimentos de fibra. Usando $g_R \approx 1 \times 10^{-13}$ m/W, P_{th} é cerca de 500 mW para comprimentos de onda próximos a 1,55 μ m. Visto que as potências de entrada são limitadas a menos de 10 mW por causa do SBS, o SRS não é uma preocupação em sistemas ópticos monocanal [1].

A situação é bem diferente para sistemas WDM, que transmitem simultaneamente vários canais espaçados de 100 GHz ou mais. Neste caso, o enlace óptico atua como um amplificador Raman, onde os canais de comprimento de onda maiores são amplificados por canais de comprimento de onda menores, desde que sua diferença de comprimento de onda esteja dentro da largura de banda do ganho Raman.

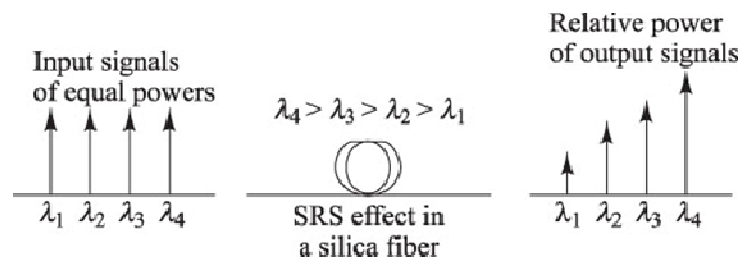


Figura 2.6. Efeito SRS em fibras ópticas [3].

O SRS pode limitar severamente o desempenho de um sistema de comunicação óptico multicanal por meio da transferência de energia de canais de comprimentos de onda menores para canais vizinhos de comprimentos de onda maiores.

Esta transferência de energia entre canais pode ser prejudicial para o desempenho do sistema, pois depende do padrão de bits, ocorrendo apenas quando bits 1's estão presentes simultaneamente em dois canais atuando como canal de bombeio e canal de sinal. A amplificação dependente do sinal leva a flutuações de potência, que adicionam ruído e degradam o desempenho do receptor.

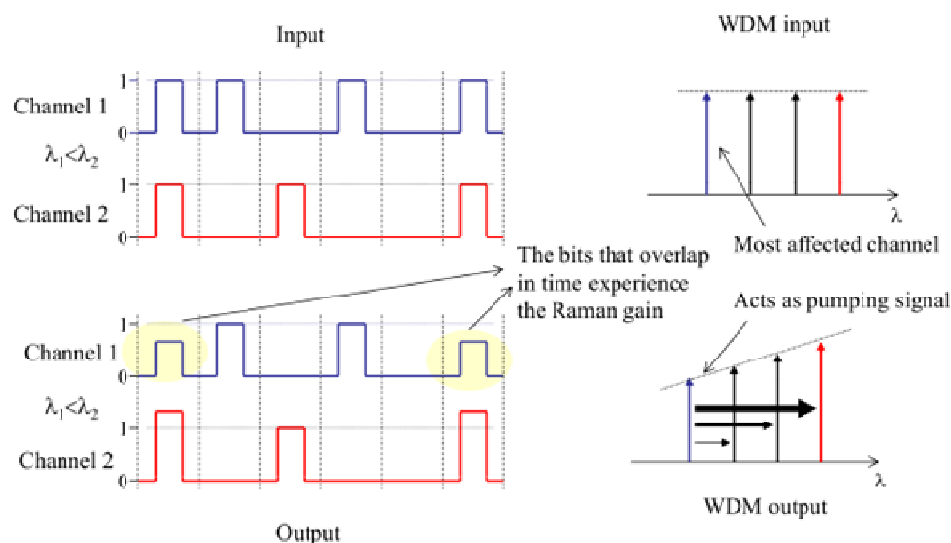


Figura 2.7. Transferência de energia entre canais ópticos devido ao SRS.

Nas fibras ópticas, o espalhamento SRS pode ocorrer nos dois sentidos de propagação. A colisão entre o feixe incidente e o feixe espalhado nas duas direções gera uma componente na frequência de colisão, que atua como a fonte geradora de oscilações moleculares. Como a amplitude da onda espalhada aumenta com essas oscilações, é criada uma malha de realimentação positiva no processo.

O crescimento inicial da onda de Stokes no eixo de propagação z , de acordo com uma abordagem válida para condições de onda contínua ou quase contínua, é dado por [3]:

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s \quad (2.3)$$

Sendo I_s a intensidade de campo da onda de Stokes gerada, I_p a intensidade de campo da onda incidente (*pump*), e g_R o coeficiente de ganho de Raman, relacionado à secção cruzada do Espalhamento Espontâneo de Raman.

As magnitudes da variação de frequência (deslocamento de Stokes), para as quais o fenômeno de Espalhamento de Raman ocorre, dependem das frequências dos modos de fônon óptico suportados pelo material. Essa característica define uma faixa de frequências de deslocamento para a qual o Espalhamento de Raman será responsável por um ganho na frequência de Stokes.

O espectro de ganho de Raman $g_R(\omega)$ é o fator mais importante na descrição do efeito SRS, dependendo em geral da composição do núcleo da fibra e podendo variar significativamente de acordo com o dopante utilizado. Na Figura 2.8. está ilustrado o espectro de ganho de Raman para sílica fundida e comprimento de onda do feixe incidente $\lambda_p = 1\mu\text{m}$.

Para outros comprimentos de onda, o ganho pode ser obtido pela dependência inversa entre g_R e λ_p . Para a sílica, o ganho de Raman atinge seu pico (aproximadamente $1 \times 10^{-13} \text{ m/W}$) para o deslocamento de Stokes em torno de 13 THz e se estende em uma faixa de até 40 THz, diferente do que ocorre na maioria dos meios moleculares, nos quais o ganho de Raman ocorre em frequências específicas bem definidas.

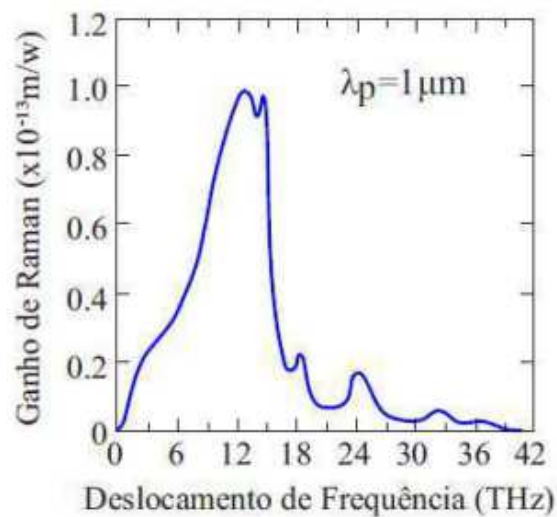


Figura 2.8. Espectro de ganho de Raman para sílica fundida e $\lambda_p = 1 \mu\text{m}$.

Esse comportamento se deve à natureza não cristalina do vidro de sílica, já que em materiais amorfos (tais como a sílica fundida), as frequências vibratórias das moléculas se espalham em bandas que se sobrepõem. Mais especificamente, os níveis vibracionais de energia das moléculas de sílica se agrupam para formar a banda fazendo com que a fibra óptica atue como amplificador de faixa larga na ocorrência de SRS.

Os efeitos da diafonia provocadas pelo espelhamento Raman em um sistema WDM foram quantificados em 1999, em um experimento transmitindo 32 canais, com espaçamento de 100 GHz, ao longo de 100 km. Para baixas potências de entrada ($P_{\text{ch}} = 0,1 \text{ mW}$), os efeitos da amplificação Raman foram desprezíveis apresentando pequenas diferenças de potência entre os canais. No entanto, quando a potência de entrada por canal foi aumentada para 3,6 mW, o canal de comprimento de onda mais longo teve 70% mais potência do que o canal de comprimento de onda mais curto [1].

Em sistemas ópticos de longa distância, a diafonia também é afetada pelo gerenciamento de perdas e de dispersão. O gerenciamento da dispersão permite elevados valores de GVD localmente, reduzindo-os globalmente. Uma vez que as velocidades de grupo entre canais diferentes são incompatíveis, a diafonia por Raman deve ser reduzida.

Em contraste, o uso de amplificadores ópticos aumenta o impacto da degradação induzida por SRS. Amplificadores adicionam ruído de banda larga, que

pode iniciar o processo SRS. O ruído é amplificado ao longo do enlace o que resulta na degradação da SNR. A SNR pode ser mantida se a potência do canal for aumentada à medida que o número de amplificadores aumenta.

O limiar de Raman em relação à capacidade dos sistemas WDM depende de um grande número de parâmetros de projeto, como espaçamento entre amplificadores, largura de banda do filtro óptico, taxa de transmissão, espaçamento entre canais e distância total de transmissão.

3. Automodulação de Fase - SPM

O índice de refração de muitos materiais ópticos tem uma dependência com a Intensidade óptica (potência óptica por área efetiva na fibra) [3]:

$$n = n_0 + n_2 I = n_0 + n_2 \frac{P}{A_{eff}} \quad (2.4)$$

onde n_0 é o índice de refração ordinário do material, e n_2 o coeficiente de índice não-linear. O fator n_2 varia de 2,2 a 3,4 x 10⁻⁸ μm²/W.

A não-linearidade do índice de refração, chamada não-linearidade Kerr, produz uma modulação de fase no sinal induzido pela portadora, denominada efeito Kerr. Em enlaces monocal, isso dá origem à automodulação de fase (SPM – Self Fase Modulation) que converte as flutuações de potência óptica em flutuações de fase [3].

Considere a propagação de um pulso óptico em uma fibra, conforme a Figura 2.9. As bordas do pulso representam uma intensidade variável no tempo, que aumenta rapidamente de zero a um valor máximo. A intensidade do sinal variando no tempo produz um índice de refração variável no tempo em um meio que tem um índice de refração dependente da intensidade. A borda anterior experimentará um gradiente de índice de refração positivo (dn/dt) e borda posterior verá um gradiente do índice de refração negativo (– dn/dt).

Essa mudança do índice variável no tempo resulta em uma mudança de fase temporalmente variável (dφ/dt) como mostrado na Figura 2.9. A fase óptica varia no tempo conforme a intensidade do sinal óptico. Esta modulação de fase não-linear é

auto-induzida, cujo fenômeno não-linear responsável por ela é chamado de automodulação de fase.

Como consequência, a frequência óptica instantânea difere de seu valor inicial através do pulso, resultando uma frequência de gorjeio (*chirp*). A penalidade será o alargamento espectral do pulso [1].

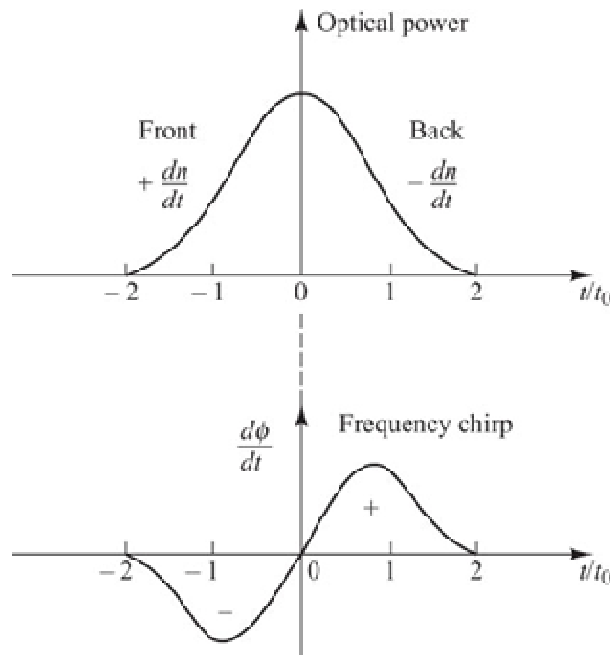


Figura 2.9. Frequência de gorjeio (*chirp*) [3].

O SPM torna-se importante em níveis de potência de pico acima de 25 mW. Como o SBS limita os níveis de potência abaixo de 10 mW, o SPM tem pouca preocupação nos sistemas com potências limitadas.

A situação muda quando são utilizados amplificadores ópticos para compensar as perdas nas fibras. Os amplificadores adicionam ruído de banda larga ao sinal. Os efeitos SPM podem se acumular em todo o link degradando a SNR. Em um sistema de 10 Gb/s, uma considerável degradação foi notada após uma distância de transmissão de apenas 455 km [1].

4. Modulação Cruzada de Fase – XPM Cross-Phase Modulation

A modulação cruzada de fase (XPM - *Cross-Phase Modulation*) aparece em sistemas WDM e tem origem similar à SPM. A não-linearidade do índice de refração converte as flutuações de intensidade óptica em determinado canal em flutuações de fase em outros canais propagantes [3].

No entanto, a XPM só aparece quando os dois feixes dos pulsos ópticos interagentes se sobrepõem no espaço e no tempo. Em geral, os pulsos de dois canais não ficarão sobrepostos, pois cada um tem uma GVD diferente. O efeito é menor em sistemas WDM utilizando fibras de transmissão padrão mas pode ser um problema em enlaces operando a 10 Gb/s (ou mais) em fibras com dispersão deslocada (DSF).

Para um sistema WDM com M canais, o limiar de potência do canal pode ser obtida por meio de uma estimativa aproximada:

$$P_{ch} < \frac{\alpha}{[\gamma \cdot (2M - 1)]} \quad (2.5)$$

onde o parâmetro de perdas α e o parâmetro não-linear γ são considerados o mesmo para todos os canais. Para valores típicos de α e γ , P_{ch} deve estar abaixo de 10 mW mesmo para cinco canais, e se reduz para menos de 1 mW para sistemas com mais de 50 canais.

5. Four-Wave Mixing

A mistura de quatro ondas (FWM - *Four-Wave Mixing*) é uma não-linearidade de terceira ordem em fibras ópticas, descrita por meio de um coeficiente $\chi^{(3)}$. Quando canais ópticos estão localizados próximos do ponto de dispersão nula, três frequências ópticas (ν_i, ν_j, ν_k) se misturam para produzir um quarto produto de intermodulação [3]:

$$\nu_{jk} = \nu_i + \nu_j - \nu_k \quad (2.6)$$

Quando esta nova frequência cai na janela de transmissão das frequências originais, pode causar uma grave diafonia. A Figura ilustra um exemplo para duas ondas de entrada com frequências ν_1 e ν_2 ($\nu_2 > \nu_1$).

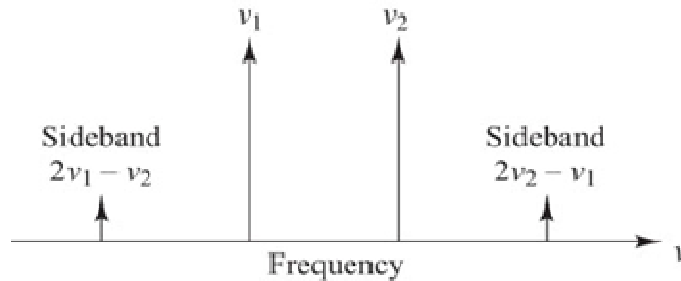


Figura 2.10. Diafonia devido ao FWM [3].

Como essas ondas copropagam-se ao longo da fibra, elas se misturam e geram as bandas laterais:

$$\begin{aligned} \nu_3 &= \nu_1 - (\nu_2 - \nu_1) = 2\nu_1 - \nu_2 \\ \nu_4 &= \nu_2 + (\nu_2 - \nu_1) = 2\nu_2 - \nu_1 \end{aligned} \quad (2.7)$$

Da mesma forma, três ondas copropagando-se criarão nove novas ondas ópticas laterais. Essas ondas laterais serão propagadas e crescerão à custa da depleção da intensidade do sinal. Em geral, para M comprimentos de onda lançados em uma fibra, o número de produtos gerados pela mistura é dado por:

$$N = M^2(M - 1) / 2 \quad (2.8)$$

No caso de canais igualmente espaçados, a maioria das novas frequências coincidem com as frequências dos canais existentes e interferem coerentemente com os sinais nesses canais. Assim, a interferência da diafonia e a depleção das ondas do sinal original podem degradar o desempenho do sistema.

Se a GVD da fibra é relativamente grande ($|\beta| > 5 \text{ ps}^2/\text{km}$), a eficiência FWM, η , quase desaparece para espaçamentos de canal de 50 GHz ou mais. Em contraste, próxima aos comprimentos de onda de dispersão nula da fibra a eficiência FWM $\eta \approx 1$, resultando em considerável potência no componente FWM, especialmente em canais com potência elevada.

No caso de canais com potências iguais, a potência transferida para o componente FWM, P_F , aumenta com relação a P_{ch}^3 . Esta dependência do componente FWM limita a potência do canal para valores abaixo de 1 mW.

Como o número de componentes FWM para um sistema WDM aumenta à medida que $M^2 (M - 1)/2$, a potência total em todos os componentes FWM pode ser bem grande.

Para reduzir a degradação induzida pelo FWM são implementados sistemas WDM com espaçamentos de canais desiguais. Entretanto, o uso de espaçamento de canal não uniforme nem sempre é prático pois muitos componentes WDM requerem espaçamentos de canal iguais. Além disso, este esquema é espectralmente ineficiente, pois a largura de banda do sinal WDM resultante é consideravelmente maior em comparação com o caso de canais igualmente espaçados.

Uma alternativa é oferecida pela técnica de gerenciamento de dispersão. Neste caso, as fibras com GVD normal e anômala são combinadas para formar um mapa de dispersão periódica em que o GVD seja localmente elevado ao longo da fibra, embora seu valor médio seja bastante baixo.

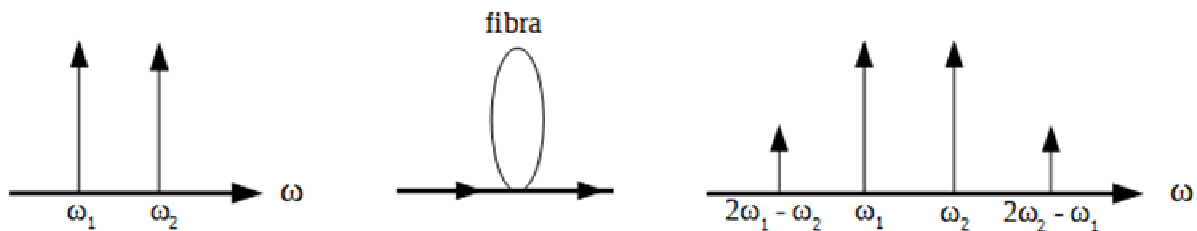


Figura 2.11. Efeito FWM em sistemas WDM de dois canais com fibra óptica de baixa dispersão.

A FWM em fibras está relacionada à modulação de fase própria e modulação de fase cruzada: todos esses efeitos se originam da mesma não linearidade (Kerr) e diferem apenas em termos de degenerescência das ondas envolvidas.

Para o fenômeno de mistura de quatro ondas (FWM) a equação não-linear de Schrödinger, apresenta a forma:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i\gamma|U|^2U \quad (2.9)$$

Considerando o caso não degenerado, ou seja, ($\omega_1 \neq \omega_2$), a amplitude U na Eq. (2.9) é considerada como resultado da superposição de quatro ondas:

$$\frac{\partial U_1}{\partial z} = i\gamma \left[\left(|U_1|^2 + 2 \sum_{j \neq 1} |U_j|^2 \right) U_1 - 2U_3 U_4 U_2' e^{i\Delta k z} \right] \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial z} = i\gamma \left[\left(|U_2|^2 + 2 \sum_{j \neq 2} |U_j|^2 \right) U_2 - 2U_3 U_4 U_1' e^{i\Delta k z} \right] \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial U_3}{\partial z} = i\gamma \left[\left(|U_3|^2 + 2 \sum_{j \neq 3} |U_j|^2 \right) U_3 - 2U_1 U_2 U_4' e^{i\Delta k z} \right] \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial U_4}{\partial z} = i\gamma \left[\left(|U_4|^2 + 2 \sum_{j \neq 4} |U_j|^2 \right) U_4 + 2U_1 U_2 U_3' e^{i\Delta k z} \right] \quad (2.13)$$

onde Δk é a incompatibilidade (*mismatch*) do vetor de onda e γ é descrito como:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}} \quad (2.14)$$

onde n_2 é o índice de refração da sílica, ω é a frequência angular, c é a velocidade da luz no vácuo, e A_{eff} é a área efetiva da fibra óptica.

A potência da onda intermediária é dada por:

$$P_4(L) = 4\gamma^2 P_1 P_2 P_3 L^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{\kappa L}{2}\right)}{\frac{\kappa L}{2}} \right]^2 \quad (2.15)$$

Se as fases não forem casadas, isto é, $\Delta k \neq 0$, a intensidade da onda intermediária mostra uma evolução periódica ao longo da fibra, conforme descrito pela Equação (2.15). Isso garante que a potência da onda não aumente de forma quadrática com o comprimento da fibra.

Capítulo 3

Modelagem da Propagação de Pulsos Ópticos

A óptica não linear é um ramo da óptica dedicada ao estudo dos fenômenos provenientes das modificações induzidas pela luz devido às propriedades ópticas da matéria.

Em particular, as fibras ópticas tem despertado atenção para o estudo dos fenômenos não lineares. Devido ao pequeno tamanho do núcleo e à geometria, as fibras ópticas podem apresentar não linearidades mesmo para níveis de potência relativamente baixos.

Tipicamente os modelos considerados para descrever a propagação dos pulsos ópticos em meios não-lineares são obtidos por meio das equações de Maxwell ou por meio de equações de envelope não-linear como a Equação de Schrödinger [9].

O modelo matemático básico que descreve a forma do envelope da amplitude do pulso propagando no tempo é a Equação de Schrödinger Não-Linear (NLSE). São considerados efeitos como a dispersão de segunda ordem e a automodulação de fase. A NLSE é usada com sucesso na modelagem da propagação de pulsos de picossegundos de baixa energia. No entanto, é insuficiente para pulsos de femtossegundos de alta energia [8].

Para melhorar o NLSE foram adicionados ao modelo a dispersão de ordens superiores e expressões que descrevem os processos não lineares resultando na equação de Schrödinger não-linear generalizada (GNLSE). A GNLSE é uma equação diferencial parcial, cuja ordem depende da quantidade de efeitos não lineares e de dispersão considerados [8].

As equações matemáticas fornecem uma excelente descrição dos efeitos não lineares observados na propagação da luz na fibra óptica. Infelizmente, geralmente elas são tão complicadas que não possuem solução analítica, e o uso de técnicas de integração numérica torna-se inevitável.

As ferramentas numéricas possibilitam observar os efeitos dos fenômenos não lineares que ocorrem durante a propagação do pulso nas fibras ópticas.

Todavia, a solução numérica desta complicada equação diferencial é demorada, exigindo o uso de algoritmos eficientes.

A aplicação do sinal analítico em modelos de propagação de pulsos ópticos tem permitido obter modelos matemáticos que se aproximam dos fenômenos não lineares, e são isentos do padrão da variação lenta das aproximações por envelope.

Atualmente, o uso do sinal analítico tem se destacado como objeto de estudo [9]-[13], e foi adotado neste trabalho para análise do comportamento dos efeitos não lineares na propagação do pulso óptico.

3.1. Equação de Propagação Não-linear

A propagação de uma onda ou pulso eletromagnético depende do meio. No vácuo, um pulso propagará sem alterações. Quando propagado em um meio, o campo eletromagnético interage com os átomos, resultando em perdas e dispersão.

Adicionalmente, se a intensidade do campo for suficientemente elevada, o meio também responde de forma não linear. Neste caso, o índice de refração se torna dependente da intensidade (efeito Kerr) e os fótons podem interagir com os *phonons* (vibrações moleculares) do meio (efeito Raman) [13].

Para modelar a propagação não-linear de pulsos é necessário incluir a polarização não linear do meio nas equações de Maxwell.

Considere que o campo eletromagnético que se propaga em uma fibra monomodo ao longo da direção z , possa ser escrito na forma:

$$E = \frac{1}{2} \left(F(r, \phi) A(z) e^{i\beta_0 z - \omega t} \right) + c. c. \quad (3.1)$$

onde $A(z)$ descreve a parte longitudinal e $F(r, \phi)$ a parte transversal da amplitude do campo. A natureza vetorial das ondas é desconsiderada uma vez que se assume que elas estão polarizadas linearmente na mesma direção.

Seja a equação de onda não-linear:

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (3.2)$$

onde P_{NL} representa os efeitos da polarização não linear do meio. Utilizando a Equação (3.1), obtém-se:

$$\nabla^2 E = \nabla_T^2 E + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + 2i\beta_0 \frac{\partial A}{\partial z} - \beta_0^2 A \right] F(r) e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} \quad (3.3)$$

Considerando que a segunda derivada de $\partial^2 A / \partial z^2$ é muito menor que $\partial A / \partial z$, o que corresponde à chamada aproximação por envelope de variação lenta (SVEA) e assumindo que a não linearidade não influencia na componente transversal do campo eletromagnético, a Equação (3.3) pode ser reescrita como:

$$\nabla^2 E = \nabla_T^2 E + \frac{1}{2} \left[2i\beta_0 \frac{\partial A}{\partial z} - \beta_0^2 A \right] F(r) e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} \quad (3.4)$$

Resolvendo, obtém-se a equação de propagação não-linear:

$$\frac{n_2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{-1}{2} \beta^2 F(r) A(z) e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} \quad (3.5)$$

onde a constante de propagação $\beta = n\omega/c$.

3.2. Equação de Schrödinger Não-linear Generalizada

A propagação de pulsos em fibras ópticas pode ser descrita pela equação de Schrödinger não-linear generalizada (GNLSE), onde são consideradas as perdas na fibra, os efeitos não lineares e a dispersão cromática. A GNLSE é uma equação diferencial parcial, cuja ordem depende da quantidade de efeitos não lineares e de dispersão considerados [8].

A equação de Schrödinger não-linear generalizada (GNLSE) baseada em envelope (SVEA), incluindo todos os seus efeitos usuais, pode ser obtida a partir de modelos baseados em sinais analíticos [9]-[13].

Como a sílica fundida utilizada nas fibras ópticas é um material com simetria de inversão, o primeiro componente de polarização não linear a ser considerado é o de terceira ordem. Logo, a polarização não linear de terceira ordem é dada abaixo:

$$P_{NL}^{(3)} \approx \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2 E \quad (3.6)$$

Substituindo a Eq. (3.6) apenas no lado direito da Eq. (3.2) , resulta:

$$\mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} = \frac{-3\omega^2}{8c^2} \chi^{(3)} |F(r)A(z)|^2 F(r)A(z) e^{i(\beta_0 z - \omega t)} \quad (3.7)$$

Substituindo as equações (3.5) e (3.7) na Eq. (3.4) (sem o primeiro termo):

$$\frac{1}{2} \left[2i\beta_0 \frac{\partial A}{\partial z} - \beta_0^2 A + \beta^2 A \right] = \frac{-3\omega^2}{8c^2} \chi^{(3)} |F(r)A|^2 A \quad (3.8)$$

Reordenando os termos da equação:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{i}{2\beta} \left[\frac{3\omega^2}{4c^2} \chi^{(3)} |F(r)|^2 |A|^2 A + A(\beta^2 - \beta_0^2) \right] \quad (3.9)$$

Considerando as aproximações:

$$\begin{aligned} \beta &\approx \beta_0 \\ (\beta^2 - \beta_0^2) &\approx 2\beta_0(\beta - \beta_0) \end{aligned} \quad (3.10)$$

A Eq. (3.10) será reescrita como

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \left[\frac{3\omega}{8c} \chi^{(3)} |F(r)|^2 |A|^2 A + A(\beta - \beta_0) \right] \quad (3.11)$$

A potência dos modos propagados na fibra óptica é obtida integrando-se a intensidade de energia no plano transversal. Considerando a propagação de um único modo (fibra mono modo):

$$P = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n |A(z)|^2 \int |F(r)|^2 r dr = B^2 |A(z)|^2 \quad (3.12)$$

onde coeficiente de polarização B^2 é dado por:

$$B^2 = \pi \varepsilon_0 c n \int |F(r)|^2 r dr \quad (3.13)$$

Seja a amplitude normalizada:

$$U = BA(z) \quad (3.14)$$

Multiplicando ambos os lados da Eq. (3.14) por $\int |F(r)|^2 r dr$, e resolvendo obtém-se:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i[U(\beta - \beta_0) + \gamma|U|^2 U] \quad (3.15)$$

onde γ é o coeficiente de não linearidade, dado por:

$$\gamma = \frac{\omega n_2}{c A_{eff}} \cong \frac{3}{4} \frac{\omega n_2}{c \epsilon n_0^2} \quad (3.16)$$

onde n_2 é o coeficiente de Kerr, e A_{eff} é a área efetiva do núcleo, dada por:

$$A_{eff} = \frac{2\pi \left(\int_0^\infty |F(r)|^2 r dr \right)^2}{\int_0^\infty |F(r)|^4 r dr} \quad (3.17)$$

No domínio da frequência, a Eq. (3.15) é dada por:

$$\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial z} = i[\mathcal{U}(\beta - \beta_0) + \gamma|\mathcal{U}|^2 \mathcal{U}] \quad (3.18)$$

onde $\mathcal{U}$ é a transformada de Fourier de U .

Expandindo $\beta(\omega)$ por meio da série de Taylor sobre a frequência da portadora ω_0 e considerando somente até os termos de segunda ordem em $(\omega - \omega_0)$:

$$\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial z} = i\mathcal{U} \left[(\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{i}{2}(\omega - \omega_0)^2 \beta_2^2 \right] + i\gamma|\mathcal{U}|^2 \mathcal{U} \quad (3.19)$$

Usando a relação:

$$\Delta\omega \leftrightarrow i \frac{\partial}{\partial t} \quad (3.20)$$

e a transformada inversa de Fourier, a Equação (3.19) pode ser apresentada no domínio do tempo:

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} U \right) - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} U + \gamma|U|^2 U = 0 \quad (3.21)$$

onde $v_g = 1/\beta_1$ é a velocidade de grupo. Considerando um pulso se propagando com a velocidade de grupo e usando a nova variável de tempo:

$$\tau = t - \frac{z}{v_g} \quad (3.22)$$

a Equação (3.21) será reescrita como:

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} U \right) - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} U + \gamma |U|^2 U = 0 \quad (3.23)$$

Esta equação é denominada equação de Schrödinger não-linear generalizada (GNLSE – *general nonlinear Schrödinger equation*). A GNLSE descreve a propagação de pulsos em fibras ópticas levando em consideração tanto a dispersão de velocidade de grupo quanto as não-linearidades da fibra.

3.3. Modelagem Numérica da Propagação Não-linear

A GNLSE é um exemplo de equação que não possui solução analítica. Para resolvê-la e descrever os processos não lineares que ocorrem em fibras ópticas é necessário o uso de aproximações por métodos numéricos.

As ferramentas do programa de código aberto Python foram utilizadas por Redman et. al. [8] para resolver o GNLSE por meio da modelagem numérica da propagação de pulsos de luz em fibras ópticas, baseado no método de Fourier em etapas divididas (SSFM – *split-step Fourier transform method*).

A GNLS no domínio do tempo é descrita pela equação [8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z,T)}{\partial z} = & A(z,T) - \sum_{k \geq 2} \left(\frac{i^{k-1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A(z,T)}{\partial T^k} \right) \\ & + i \gamma \left(i + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left(A(z,T) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z,T-T')|^2 dT' \right) \end{aligned} \quad (3.24)$$

onde α é a constante de atenuação, e as constantes de propagação β_k são os coeficientes de dispersão obtidas da expansão da constante de propagação $\beta(\omega)$ pela série de Taylor em torno da frequência ω_0 . O termo à direita descreve os efeitos não-lineares.

Aplicando a transformada de Fourier, a GNLS no domínio da frequência [8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} A(z, \omega) + \sum_{k \geq 2} \left(\frac{i \beta_k}{k!} \omega^k A(z, \omega) \right) \\ & + i \gamma \left(i + \frac{\omega}{\omega_0} \right) \Im \left\{ A(z, \omega) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, \omega - T')|^2 dT' \right\} \end{aligned} \quad (3.25)$$

Os termos da equação indicam respectivamente a atenuação, a dispersão e os efeitos não lineares.

SSFM são uma classe de métodos numéricos que permitem o estudo do comportamento da propagação do pulso de luz em uma fibra óptica. Este método apresenta o menor tempo de computação entre todos os métodos típicos de diferenças finitas na resolução de equações diferenciais parciais não lineares, como a equação de Schrödinger não-linear [8].

Em geral, dispersão e não-linearidades atuam simultaneamente ao longo da fibra óptica. Entretanto, no SSFM podem ser considerados independentes em curtas distâncias. Para compreender o método, considere a Eq. (3.25) escrita na forma:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (3.26)$$

onde $\hat{D}$ é o operador de dispersão mostrando a influência da atenuação e das dispersões de ordem elevada na propagação do pulso, enquanto $\hat{N}$ é o operador que descreve os fenômenos não-lineares ocorridos na fibra óptica. Estes operadores são definidos no domínio do tempo e da frequência.

Assim, a propagação no segmento $(z, z + h)$ poderá ser modelada usando primeiro o operador de não linearidade $\hat{N}$ e em seguida o operador $\hat{D}$.

$$A(z + h, T) \approx \exp(h \hat{D}) \cdot \exp(h \hat{N}) \cdot A(z, T) \quad (3.27)$$

O operador dispersão pode ser calculado no domínio da frequência. No SSFM, o termo linear é exatamente determinado, enquanto o termo não linear é usualmente obtido por meio dos algoritmos de Ruge-Hutta [8].

3.4. Modelo de Propagação Não-linear por Sinal Analítico

O sinal analítico (AS – *analytic signal*) foi formalmente introduzido em 1946 por Dennis Gabor [20] como uma ferramenta matemática para analisar o conteúdo dos sinais utilizados em comunicações.

O uso do sinal analítico na análise de sinais em tempo-frequência e, especialmente no campo da fotônica tem permitido obter modelos matemáticos que se aproximam dos fenômenos ópticos não lineares [10].

Para o modelo será considerada a propagação de uma sequência periódica de pulsos eletromagnéticos linearmente polarizados ao longo da direção z de um meio unidimensional dispersivo e não-linear, suportando um único modo de propagação. Matematicamente, tem-se [9]:

$$E(z, t) = F^{-1}[E_\omega(z)] = \sum_{\omega} E_\omega(z) e^{-i\omega t}, \quad \omega \in \frac{2\pi}{T} \mathbb{Z} \quad (3.28)$$

A equação denota um campo elétrico de valor real em um domínio no tempo de período $T = 2t_{\max}$, com:

$$E_\omega(z) = F[E(z, t)] = \frac{1}{T} \int_{-t_{\max}}^{t_{\max}} E(z, t) e^{i\omega t} dt \quad (3.29)$$

onde F e F^{-1} denotam as transformadas de Fourier direta e inversa, e $E_\omega = E_{-\omega}^*$.

$E_{\omega=0}(z) = 0$, e o campo elétrico é considerado constante ao longo da direção z .

Em condições usuais, o campo elétrico proveniente da sequência de pulsos nas fibras ópticas pode ser descrito em termos da equação de propagação- z não-linear de primeira ordem [9]-[12]:

$$i\partial_z E_\omega = [\beta(\omega) + i\alpha(\omega)]E_\omega + \frac{\omega^2 \chi}{2c^2 \beta(\omega)} E_\omega = 0 \quad (3.30)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, χ é a constante de suscetibilidade não linear representando modelo de Kerr, e ω a frequência angular.

Em (3.30) a constante de propagação $\beta(\omega)$ e o fator de atenuação $\alpha(\omega)$, dependentes da frequência, especificam as partes pares e ímpares de valor real do número de onda de valor complexo [9]:

$$k(\omega) = \beta(\omega) + i\alpha(\omega) = \frac{\alpha\sqrt{\varepsilon(\omega)}}{c} \quad (3.31)$$

relacionado com a constante dielétrica ε . A constante de propagação está relacionada ao índice de refração $n(\omega) = \mathbb{R}[\sqrt{\varepsilon(\omega)}]$ na forma:

$$\beta(\omega) = \omega \frac{n(\omega)}{c} \quad (3.32)$$

A descrição da dinâmica dos campos eletromagnéticos em termos do sinal analítico apresenta diversas vantagens. Na equação obtida é possível negligenciar as contribuições não-ressonantes do FWM e incluir efeitos não-lineares tais como o efeito Raman. O sinal analítico resulta em modelos matemáticos formalmente mais simples que os obtidos por meio das equações de Maxwell, e são isentos das aproximações por envelope de variação lenta comumente adotada na equação de Schrödinger não-linear [9].

Este modelo de propagação permite obter uma sequência de modelos simplificados, com a vantagem de negligenciar diretamente as contribuições não-ressonantes do FWM na parte não-linear da Equação (3.30). Isto é obtido substituindo o campo óptico real $E_\omega = E_{-\omega}^*$ pelo sinal analítico de valor complexo [9]:

$$\mathcal{E}(z, t) = \sum_{\omega > 0} \mathcal{E}_\omega(z) e^{i\omega t}, \quad \mathcal{E}_\omega(z) = [1 + \text{sign}(\omega)] E_\omega(z) \quad (3.33)$$

O campo óptico é relacionado ao sinal analítico por meio da equação:

$$\mathcal{E}(z, t) = E = (\mathcal{E} + \mathcal{E}^*)/2 = \text{Re}[\mathcal{E}] \quad (3.34)$$

Considerando somente os processos FWM a Equação (3.30) se torna:

$$i\partial_z \mathcal{E}_\omega + k(\omega) \mathcal{E}_\omega + \frac{3\omega^2 \chi}{8c^2 \beta(\omega)} (|\mathcal{E}|^2 \mathcal{E})_{\omega > 0} = 0 \quad (3.35)$$

Aproximando o termo não-linear $\beta(\omega) \approx \omega n(\omega_0)/c$, para uma frequência de referência ω_0 , e expressando a suscetibilidade não-linear χ por meio do índice de refração não-linear n_2 :

$$\chi = \frac{8}{3} n(\omega_0) n_2 \quad (3.36)$$

a Equação (3.35) se torna [9]:

$$i\partial_z \mathcal{E}_\omega + k(\omega) \mathcal{E}_\omega + n_2 \frac{\omega}{c} \left(|\mathcal{E}|^2 \mathcal{E} \right)_{\omega>0} = 0 \quad (3.37)$$

Este modelo simplificado para o sinal analítico, denominado FMAS_S, fornece as características relacionadas ao sinal analítico referentes ao fenômeno da Mistura de Quatro Ondas (FWM).

O efeito Raman é incorporado aumentando a parte não linear na forma [9]:

$$i\partial_z \mathcal{E}_\omega + k(\omega) \mathcal{E}_\omega + n_2 \frac{\omega}{c} \left((1 - f_R) |\mathcal{E}|^2 \mathcal{E} + f_R \mathcal{E} I_R \right)_{\omega>0} = 0 \quad (3.38)$$

onde f_R e I_R especificam as contribuições do efeito Raman.

Este modelo foi denominado FMAS_S_R, e descreve o fenômeno não linear do Espalhamento Raman Estimulado (SRS).

Para verificar os efeitos dos fenômenos não-lineares, FWM e SRS, foram implementados neste trabalho os modelos FMAS_S e FMAS_S_R. Os resultados obtidos nas simulações estão apresentados no capítulo seguinte.

Capítulo 4

Resultados das Simulações

Os efeitos gerados pelos fenômenos não-lineares Espalhamento Raman Estimulado (SRS) e Mistura de Quatro Ondas (FWM) na propagação do sinal óptico foram investigados por meio de simulações utilizando o programa de código aberto Python.

Para análise dos efeitos SRS e FWM foram utilizados dois módulos da biblioteca py-fmas FMAS_S_R e FMAS_S, respectivamente, desenvolvidos em programação Python [9].

4.1 Parâmetros da Fibra Óptica

Definido o comprimento de onda, calcula-se o índice de refração por meio da equação de Sellmeier:

$$n(\lambda)^2 - 1 = \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2} \quad (4.1)$$

A dependência do índice de refração da sílica fundida (SiO_2) pelo comprimento de onda pode ser verificada por meio da Figura 4.1.

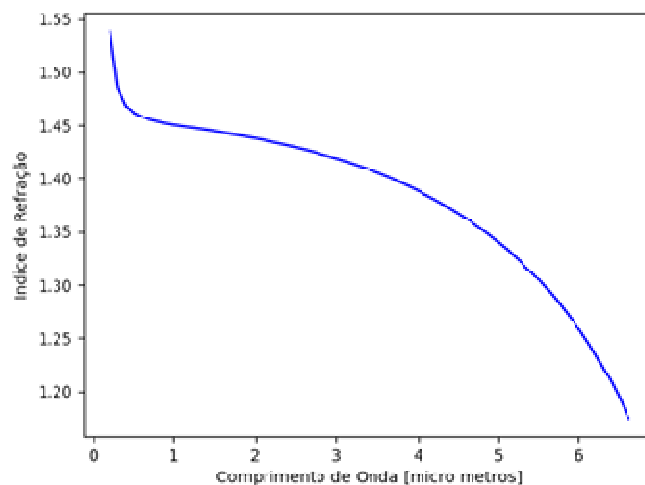


Figura 4.1. Dependência do Índice de refração da sílica fundida pelo comprimento de onda.

Os parâmetros utilizados para o modelo de fibra proposta nas simulações estão apresentados na tabela abaixo.

Parâmetro	Valor	Unidade	Descrição
L	1000	m	Comprimento da fibra óptica
lamb	1550	nm	Comprimento de onda
n_2	1,444024	---	Índice de refração
c_0	0,29979	μ/fs	Velocidade da luz no vácuo
ω_0	1,21524911	rad/fs	Velocidade angular
gama	5,853594e-6	1/W/ μ	Coeficiente de não linearidade
τ_1	12,2	fs	Dispersão Raman
τ_2	32,0	fs	Dispersão Raman

Os coeficientes de dispersão, β_k , foram determinados por meio da expansão em série de Taylor da expressão:

$$\beta(\omega) = \frac{\sum_{n=2}^{\infty} \beta_n (\omega - \omega_0)^n}{n!} \quad (4.2)$$

A solução da Equação (4.2) foi desenvolvida e implementada em Python. Na tabela estão apresentados os valores dos coeficientes de dispersão obtidos para o modelo da fibra óptica analisado:

Parâmetro	Valor	Unidade
β_2	-0,0279478243892428	$\text{fs}^2/\mu\text{m}$
β_3	0,151344593962078	$\text{fs}^3/\mu\text{m}$
β_4	-0,494443221887068	$\text{fs}^4/\mu\text{m}$
β_5	2,33265192695554	$\text{fs}^5/\mu\text{m}$
β_6	-13,3211527676036	$\text{fs}^6/\mu\text{m}$
β_7	89,6025806644951	$\text{fs}^7/\mu\text{m}$
β_8	-693,551062813201	$\text{fs}^8/\mu\text{m}$
β_9	6070,59490945573	$\text{fs}^9/\mu\text{m}$
β_{10}	-59266,0350946714	$\text{fs}^{10}/\mu\text{m}$

Os tópicos seguintes apresentam os resultados de simulação dos efeitos não-lineares: Espalhamento Raman (SRS) e Mistura de Quatro Ondas (FWM).

4.2 Simulação do Efeito Não-linear Espalhamento Raman (SRS)

Foi utilizado o módulo FMAS_S_R da biblioteca py-fmas para verificar o fenômeno do espalhamento Raman quando há incremento de potência.

Foram considerados diferentes valores de potência de entrada para uma fibra de sílica fundida modelada para trabalhar com os seguintes parâmetros: índice de refração $n_2 = 1.444024$, constante de propagação $\beta_2 = -0.027947824$ [$\text{fs}^2/\mu\text{m}$] (região anômala, $\beta_2 < 0$), constante de propagação $\beta_3 = 0.151344593$ [$\text{fs}^3/\mu\text{m}$], comprimento de onda $\lambda = 1550$ nm, fatores Raman típicos da sílica, sendo: $f_R = 0,18$, e valores de dispersão $\tau_1 = 12,2$ (fs) e $\tau_2 = 32,0$ (fs) [5].

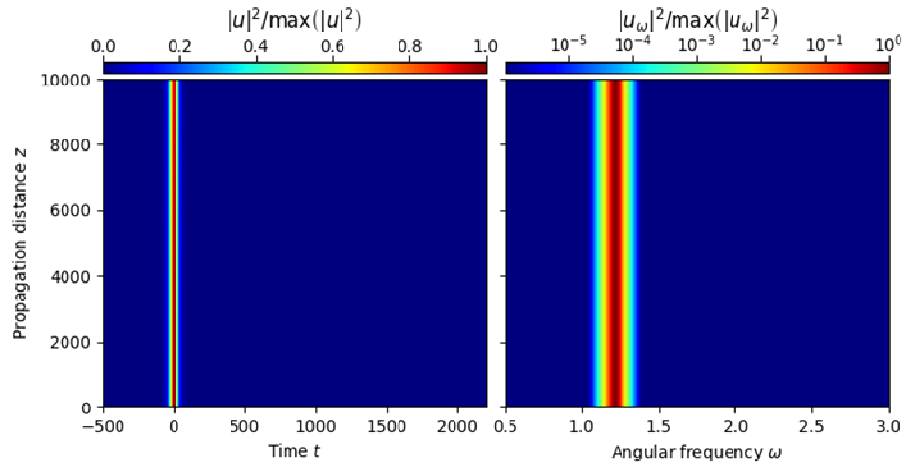


Figura 4.2. Efeito Raman observado em fibra de sílica fundida para 1mW

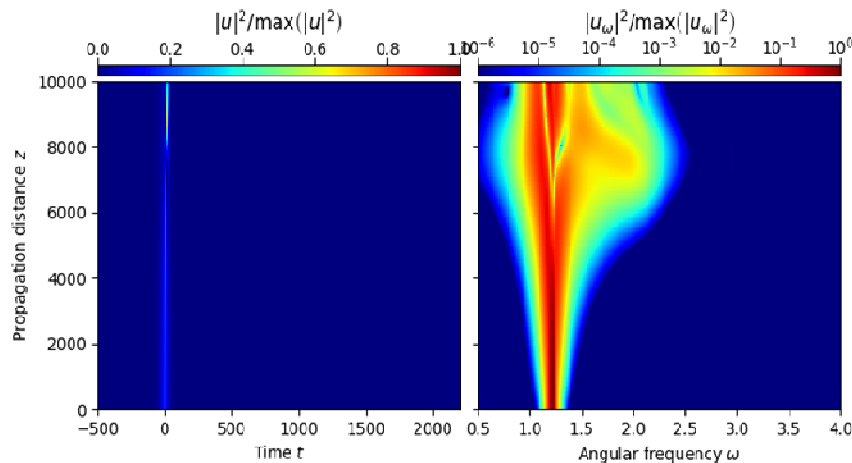


Figura 4.3. Efeito Raman observado em fibra de sílica fundida para 100W.

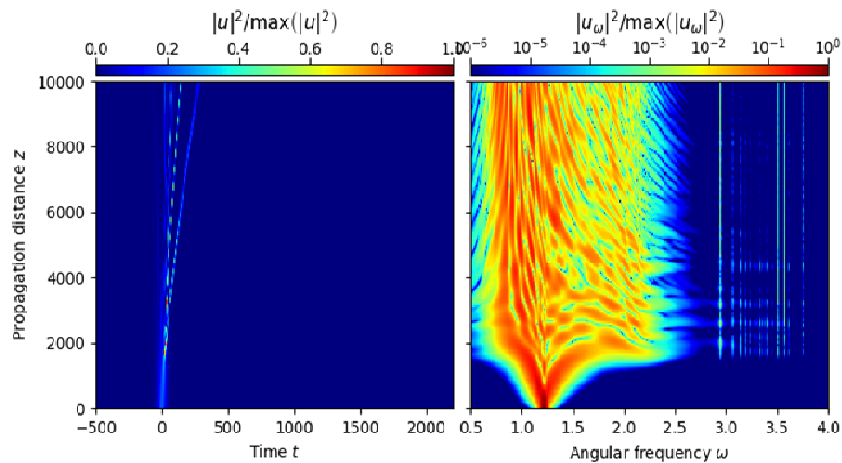


Figura 4.4. Efeito Raman observado em fibra de sílica fundida para 1kW.

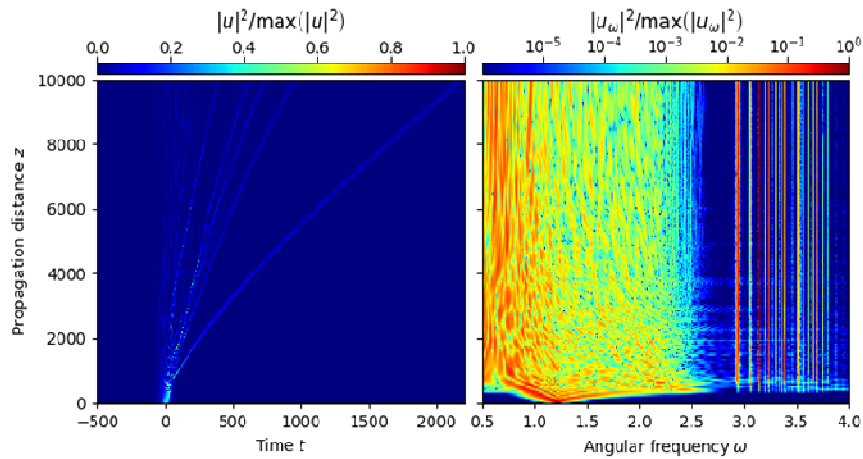


Figura 4.5. Efeito Raman observado em fibra de sílica fundida 10kW

À medida que a potência é incrementada, vemos que ocorre o fenômeno não linear de Raman.

Para um valor de potência de 1mW, vemos que a frequência em (a) é apenas um espectro “bem comportado” em relação a frequência de referência $\omega_0 = 1.2152$ rad/s ($\lambda = 1550$ nm). Para o valor de potência igual a 100W em é observado o espalhamento não linear do espectro da frequência.

No gráfico do tempo, é observada uma ligeira “inclinação” no sentido para comprimentos de onda maiores (inclinação à direita do eixo x), ou seja, há um deslocamento para o vermelho.

Esse fato é esperado, pois o fóton do campo óptico ao interagir com o meio material, pode excitar um modo de vibração das moléculas (ou vários modos), perdendo energia no processo. Dessa forma, ao utilizarmos o espectro da luz visível para comparação, poderíamos entender essa perda de energia como sendo a “mudança” de cor do fóton de “azul para vermelho”.

Quando a potência inicial é de 1kW é possível observar um grande espalhamento do campo óptico. Com esse valor de potência ocorre a fissão do sóliton próximo a frequência base determinada ($\lambda = 1550$ nm) e consequentemente, o alargamento espectral da radiação de onda dispersiva e a evolução no domínio da frequência e do tempo de um sóliton ejetado passando pelo deslocamento de auto-frequência do sóliton Raman.

Fornecendo o valor de 10KW podemos observar que o efeito é mais acentuado do que para um valor de potência de 1KW, ficando claro que existe uma relação típica de efeitos não lineares devido ao aumento da potência fornecida à fibra.

Propostas de criação de novos modelos para o estudo da propagação de um pulso analítico em guias de onda dielétricos nos dias atuais são vastos. A Figura 4.6. ilustra os resultados de simulações que correspondem ao caso de bombeamento no regime de dispersão anômala (constante de propagação β_2 negativo) de uma fibra PCF (*Photonic Cristal Fiber*) obtidos por Dudley e Taylor (2006) [13].

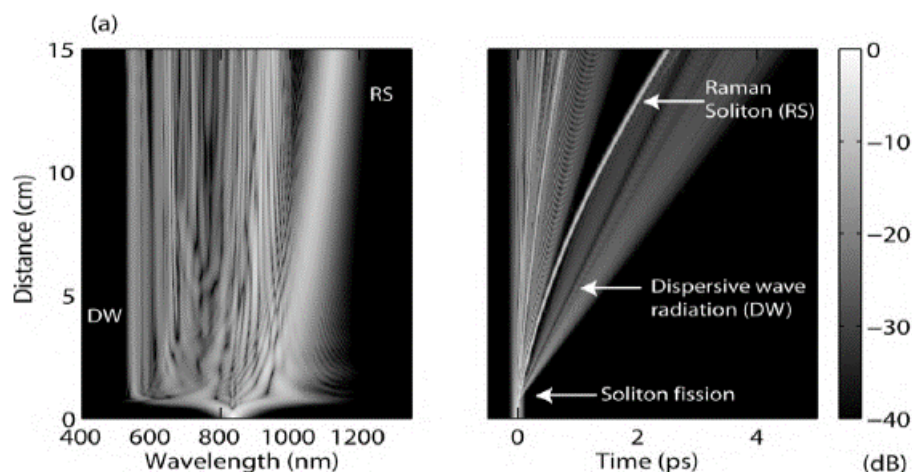


Figura 4.6. Espalhamento Raman em fibra de cristal fotônico (PCF) [13].

4.3 Simulação do Efeito Não-linear Mistura de Quatro Ondas (FWM)

Nas simulações do efeito FWM foram utilizados dois valores de potência de entrada. No primeiro, a intensidade da potência de entrada não é suficiente para excitar os efeitos não lineares do FWM. No segundo, após o aumento da potência, há a ocorrência dos fenômenos FWM [9].

Diferente do efeito Raman que é um espalhamento inelástico originado quando a luz incide sobre a matéria, o FWM resulta da soma de outros fenômenos dispersivos, tais como SPM e XPM.

Adicionalmente o FWM é um fenômeno paramétrico. Ou seja, envolve a modulação de um parâmetro do meio, como por exemplo, o índice de refração e exige correspondência de fase (*phase matching*). Devido à essas características as análises são mais complexas quando analisados os efeitos de incremento da potência com relação ao spectrograma gerado.

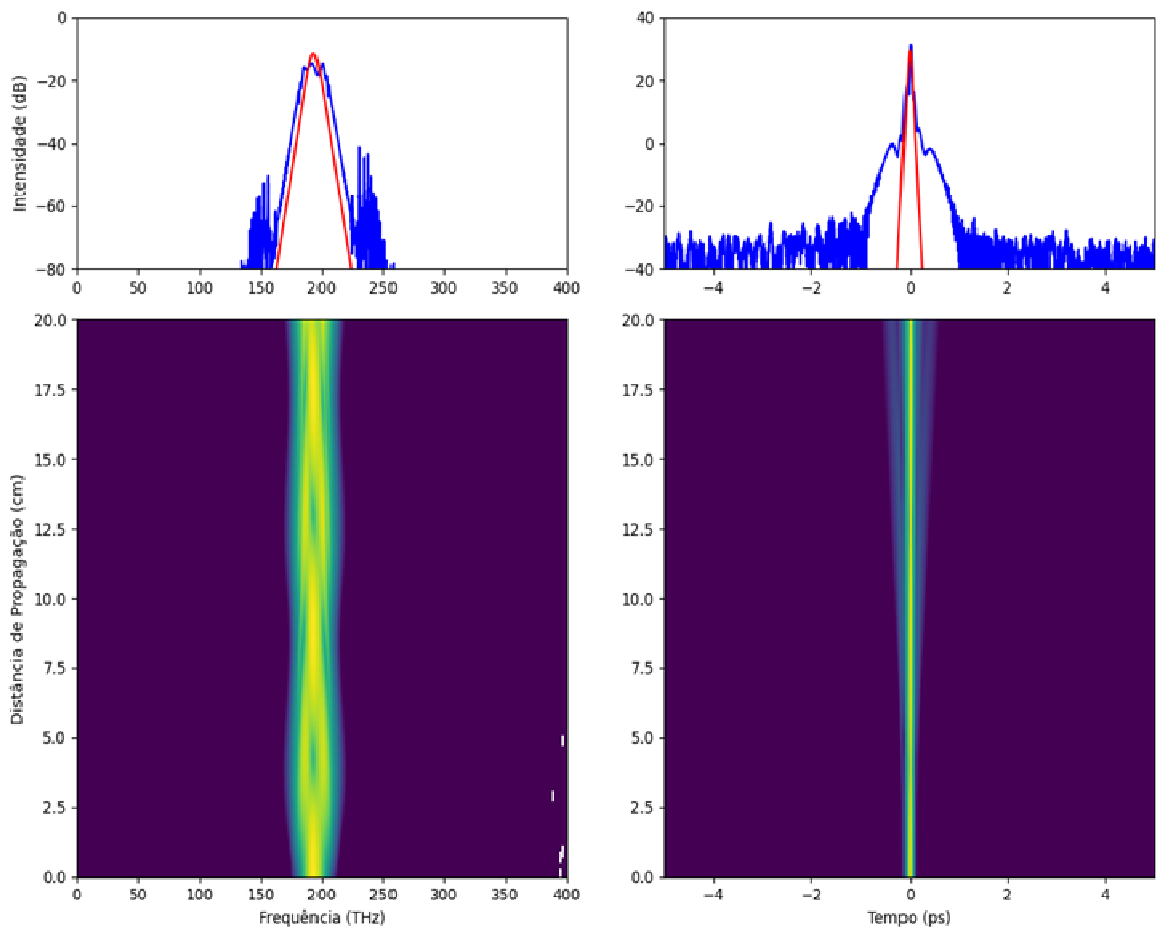


Figura 4.7. Efeito FWM observado em fibra de sílica fundida com potência de entrada de 1mW.

Observe que uma potência de entrada igual a 1mW, aplicada a fibra modelada, provoca uma dispersão muito pequena no espectro do campo óptico, conforme ilustrado na Figura 4.7.

No gráfico ilustrado na Figura 4.7, a intensidade do feixe óptico na entrada é representada por um pulso gaussiano (curva vermelha). O espectro resultante do supercontinuum gerado é observado na curva azul.

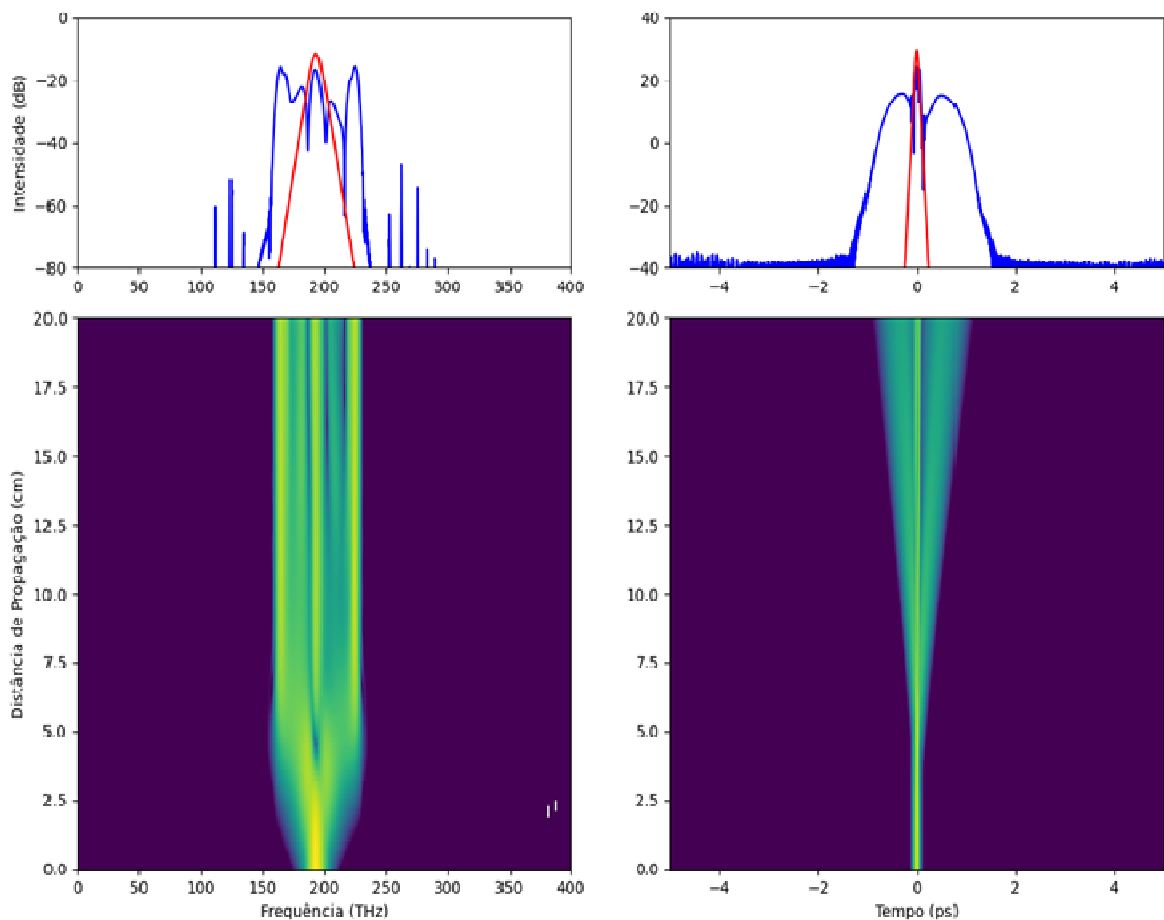


Figura 4.8. Efeito FWM observado em fibra de sílica fundida com potência de entrada de 5mW.

Para uma potência de entrada de 5mW, foi observada a fissão do sóliton próximo a frequência de 200 THz, conforme ilustrado na Figura 4.8. A dispersão se torna acentuada de forma muito rápida e o espectro de frequência torna-se espalhado ao longo da fibra.

O FWM é considerado a principal fonte de diafonia não linear nos sistemas WDW. Em um sistema de M canais, podem ser resultados uma grande combinação de novas frequências.

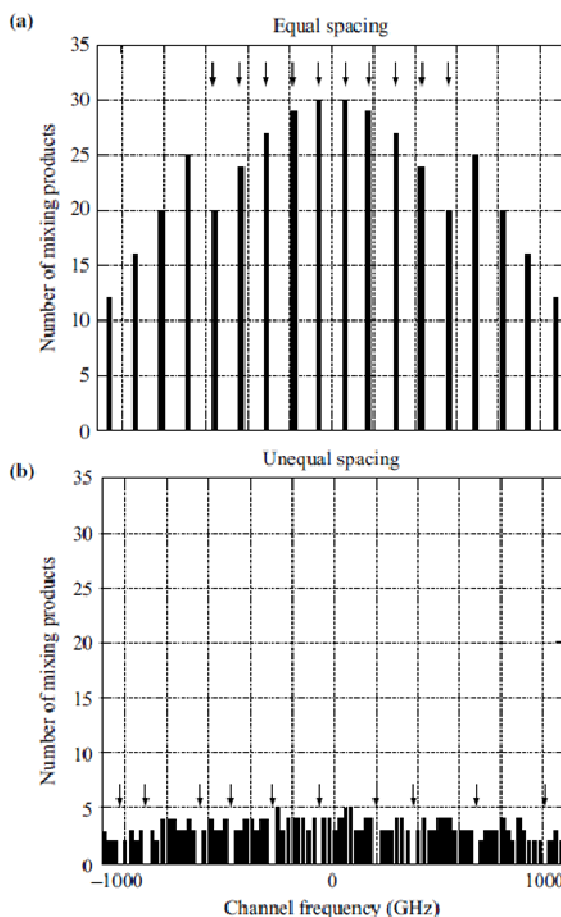


Figura 4.9. Efeito do FWM em sistemas WDM: a) canais igualmente espaçados, b) canais com espaçamento diferente..

No caso de canais igualmente espaçados, a maioria das novas frequências coincide com as frequências do canal existente e interferem de forma coerente com os sinais nesses canais. Essa interferência depende do padrão de bits e leva a flutuações consideráveis no sinal detectado no receptor.

Quando os canais não são igualmente espaçados, a maioria dos componentes FWM ficam entre os canais provocando ruído. Em ambos os casos, o desempenho do sistema é afetado pela perda de potência do canal, mas a degradação é muito mais severa para canais igualmente espaçados devido à natureza coerente da diafonia [4].

Capítulo 5

Conclusões

Diferente dos efeitos lineares que são intrínsecos à fibra óptica, os efeitos não lineares são dependentes, principalmente, do nível de potência no interior da fibra e das características do índice de refração. As não linearidades ópticas podem ser conhecidas segundo o meio material (efeito Kerr na sílica) e pelo fenômeno do espalhamento espectral devido à intensidade do campo óptico.

O estudo e simulação dos efeitos dos fenômenos não lineares na propagação de pulsos em fibras ópticas, em particular, os efeitos espalhamento Raman (SRS) e mistura de quatro ondas (FWM), tem relevante contribuição para a implementação dos projetos de sistemas de comunicação DWDM totalmente ópticos.

A linguagem de programação python e sua biblioteca py-fmas mostraram-se eficazes na tarefa de simulações numéricas de modelos ópticos não-lineares fornecendo resultados compatíveis com o proposto na literatura técnica.

Os resultados das simulações demonstraram os efeitos dos fenômenos não-lineares. As soluções, apresentadas em um ambiente gráfico de elevada qualidade, auxiliam a compreensão destes fenômenos e instigam a pesquisa de novas descobertas

Na literatura técnica, diferentes soluções matemáticas para a análise do comportamento do desempenho das fibras ópticas já foram investigadas. No entanto, a maioria dessas soluções é complicada e não precisa o suficiente.

O desafio futuro será desenvolver e implementar uma solução simples e exclusiva que possa monitorar cada uma dos efeitos dos fenômenos ópticos considerando os diferentes formatos de modulação.

Referências Bibliográficas

- [1] G. P. Agrawal. Applications of Nonlinear Fiber Optics. 2a ed. Academic Press. 2013. 522p.
- [2] X. Jiang. "Optical performance monitoring in optical long-haul transmission systems. Optical Performance Monitoring: Advanced Techniques for Next-Generation Photonic Networks", cap. 15. pp. 423-446, 2010. Academic Press.
- [3] G. Keiser. Comunicações por Fibras Ópticas. 4a ed. McGraw-Hill. 2014. 670p.
- [4] G. P. Agrawal. Fiber-Optic Communication Systems. 2a. ed, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1997.
- [5] G. P. Agrawal. Nonlinear Fiber Optics. 6a. ed. Academic Press, New York, 2019. 707p.
- [6] F. Mitschke, Fiber Optics: Physics and Technology. Springer, Berlin, 2010. 288p.
- [7] A. Willner, X. Wu and J. Yuan Yang. "Optical performance monitoring: perspectives and challenges. Optical Performance Monitoring: Advanced Techniques for Next-Generation Photonic Networks", cap. 1. pp. 1-19, 2010. Academic Press.
- [8] P. Redman *et al.* "GNLSE-python: open source software to simulate nonlinear light propagation in optical fibers". Physics Optics. arXiv:2110.00298. Cornell University, 2021.
- [9] O. Melchert and A. Demircan. "A python package for ultrashort optical pulse propagation in terms of forward models for the analytic signal". Computer Physics Communications. v. 273, 2022.
- [10] O. Melchert, *et al.* "Accurate propagation of ultrashort pulses in nonlinear waveguides using propagation models for the analytic signal". Proceedings of SPIE, Event: SPIE Optical Systems Design, v. 10694, Frankfurt Germany. 2018.
- [11] Sh. Amiranashvili and A. Demircan, "Hamiltonian structure of propagation equations for ultrashort optical pulses", Physical Review A 82, 013812, 2010.
- [12] Sh. Amiranashvili and A. Demircan. "Ultrashort Optical Pulse Propagation in terms of Analytic Signal", Advances in Optical Technologies. v. 2011, id. 989515. 2011.
- [13] J.M. Dudley and R. Taylor. Supercontinuum Generation in Optical Fibers. Cambridge University Press, 1ª Ed, Edinburg, 2010. 404p.
- [14] J.G. McInerney. Optical Communication Systems: Lightwave Transmitters. Encyclopedia of Modern Optics. pp. 409-415. 2005.

- [15] M. A. Cavalcante, H. A. Pereira, D. A. R. Chaves, R. C. Almeida Jr. “Análise do impacto do ruído ASE em redes ópticas elásticas transparentes utilizando múltiplos formatos de modulação”. XXXIII Simpósio Brasileiro De Telecomunicações - SBrT2015, Juiz de Fora, MG. 2015.
- [16] J.R.F. Oliveira. Amplificador Óptico Híbrido Raman/EDFA com Controle Automático de Ganho para Redes DWDM Reconfiguráveis. Tese de Doutorado. USP, Escola de Engenharia de São Carlos. São Carlos, SP. 2014. 192p.
- [17] S. P. Singh and N. Singh. “Nonlinear Effects in Optical Fibers: origin, management and applications”. Progress In Electromagnetics Research, PIER 73, pp. 249–275, 2007.
- [18] M.M. Fukase. Efeitos Não Lineares em Sistemas de Comunicações Ópticas, Monografia de Graduação. Universidade de Brasília, UNB. Brasília, 2003. 70p.
- [19] T.D.L. Miranda. Análise de Efeitos Não-Lineares em Fibras Ópticas Monomodo. Dissertação de Mestrado. Instituto Nacional de Telecomunicações. INATEL. Santa Rita do Sapucaí, MG. 2005. 71p.
- [20] D. Gabor, “Theory of Communication”. Journal of the Institution of Electrical Engineer. v. 93, ed. 26, pp. 429-441. 1946.