

**UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE
ESCOLA DE ENGENHARIA
ENGENHARIA DE TELECOMUNICAÇÕES**

Eric Chiesse de Souza

**Modelagem Numérica de Mistura de Quatro Ondas
em Amplificadores Raman Distribuídos**

**NITERÓI
2011**

Eric Chiesse de Souza

**Modelagem Numérica de Mistura de Quatro Ondas
em Amplificadores Raman Distribuídos**

Dissertação apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações da Universidade Federal Fluminense, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre. Área de Concentração: Sistemas de Telecomunicações.

Orientador: Prof. Dr. Andres Pablo López Barbero

**Niterói
2011**

**Ficha Catalográfica elaborada pela Biblioteca da Escola de Engenharia e Instituto de
Computação da UFF**

S729 Souza, Eric Chiesse

Modelagem numérica de mistura de quatro ondas em
amplificadores Raman distribuídos / Eric Chiesse de Souza. –
Niterói, RJ : [s.n.], 2011.

80 f.

Dissertação (Mestrado em Engenharia de Telecomunicações) -
Universidade Federal Fluminense, 2011.

Orientador: Andres Pablo López Barbero.

1. Sistema de telecomunicações. 2. Amplificador Raman. 3.
Comunicação óptica. 4. Simulação numérica. I. Título.

CDD 621.382

Agradecimentos

Em primeiro lugar e em especial agradeço à minha mãe, Glória, que me apoiou durante toda a minha jornada de estudos e à minha esposa, Andréa, cujo apoio em casa contribuiu decisivamente para que eu chegasse à conclusão do mestrado.

Agradeço também ao meu orientador, Pablo, que tem me apoiado e auxiliado desde a época da graduação e que hoje posso contar como um amigo.

Ao professor Ricardo Olivares e seu orientado Sebastian Lara que nos receberam no Chile e contribuíram para a compreensão da modelagem de FWM em amplificadores Raman.

Gostaria de agradecer também à TQTV D Software, onde trabalhei, que me possibilitou ficar um tempo dedicado exclusivamente à dissertação.

Por último, mas não menos importante, a Deus e aos bons espíritos que sempre me guiaram para os novos desafios e me inspiraram nos momentos de dificuldade, ajudando a encontrar força e disposição para seguir em frente.

Resumo

Nesta dissertação é apresentado um modelo computacional para a amplificação Raman em sistemas ópticos DWDM levando em conta a ocorrência de FWM com comprimentos de onda na região dos bombeios do amplificador Raman. A presença da ASE, espalhamento reverso de Rayleigh e a propagação de múltiplos lasers de bombeio e sinais co e contra-propagantes foram considerados. Resultados da simulação do modelo desenvolvido e a comparação com resultados previamente publicados na literatura são aqui apresentados mostrando a relevância dos termos do modelo introduzidos neste trabalho.

Palavras-chave: Amplificação Raman, Mistura de Quatro Ondas, WDM, DWDM, Simulação Numérica, Modelo Computacional.

Abstract

In this work a computational model for Raman amplification in DWDM optical communication systems is presented which accounts for the occurrence of FWM in the region of the amplifiers's pump lasers. The ASE generation, Rayleigh back-scattering and multiple co and counter propagating pump and signal lasers have been considered. Simulation results of the developed model and the comparison with data previously published in the literature are here presented showing the relevance of the terms introduced in this work.

Keywords: Raman Amplification, Four-Wave Mixing, WDM, DWDM, Numerical Simulation, Computational Model.

Sumário

1	Introdução	12
2	Sistemas de Comunicação a Fibra Óptica	16
2.1	Fibras Ópticas	16
2.1.1	Propagação em Fibras Ópticas	17
2.2	Fatores Degradantes dos Sistemas Ópticos	19
2.2.1	Atenuação	19
2.2.2	Dispersão	20
2.2.3	Efeitos Não-Lineares em Fibras Ópticas	22
2.3	Sistemas WDM	23
3	Amplificação Raman	25
3.1	Espalhamento Raman Espontâneo	26
3.2	Espalhamento Raman Estimulado	28
3.3	Amplificadores Raman Distribuídos	30
3.3.1	Emissão Espontânea Amplificada	32
3.3.2	Espalhamento Rayleigh Reverso	33
3.3.3	Efeito da Polarização	34

3.4	Modelos de Amplificação Raman	35
4	Mistura de Quatro Ondas	37
4.1	Mistura de Quatro Ondas	37
4.1.1	Equações acopladas	40
4.1.2	Eficiência de FWM	41
4.1.3	Efeito da Polarização	43
4.2	FWM em Sistemas de Comunicação	45
4.3	Aplicações do FWM	46
4.3.1	Amplificadores Paramétricos	46
4.3.2	Conversores de Comprimento de Onda	47
5	FWM em Amplificadores Raman Distribuídos	48
5.1	Modelos de Amplificação Raman com FWM	48
5.2	Proposta de Modelo para FWM em Amplificadores Raman Distribuídos . .	50
5.3	Resolução Numérica do Modelo Proposto	56
5.3.1	Inicialização do Simulador	56
5.3.2	Cálculo de Propagação	58
5.3.3	Saída de Dados	61
5.3.4	Considerações Acerca do Modelo Computacional	61
5.3.5	Limitações	62
5.4	Impacto de FWM em Amplificadores Raman Distribuídos	63
5.5	Simulação de Amplificadores Raman com FWM e Ruído	69

6 Conclusão	73
6.1 Trabalhos Futuros	74
Referências Bibliográficas	76

Lista de Figuras

3.1	Espalhamento Raman Espontâneo: (a) Processo Stokes: O fóton incidente com frequência ν_1 perde energia para o meio e um fóton numa frequência menor (ν_2) é gerado (b) Processo Anti-Stokes: A energia vibracional do material é cedida ao fóton que muda para uma frequência ν_2 maior que ν_1 .	27
3.2	Linhas espectrais Stokes ($\nu - \Delta\nu$) e anti-Stokes ($\nu + \Delta\nu$)	27
3.3	Espectro de Ganho Raman para SiO ₂	28
3.4	Espalhamento Raman Estimulado. Do lado esquerdo da molécula somente o fóton de frequência ν_1 provoca o espalhamento Raman, enquanto o fóton em ν_2 apenas estimula a geração do novo fóton com sua mesma frequência e fase. O resultado, do lado direito, são dois fótons idênticos na frequência ν_2	28
3.5	Processo de geração de ASE em amplificador Raman Distribuído. O fóton em ν_1 à esquerda provoca a emissão de um fóton em ν_2 . Esse fóton é em seguida amplificado (duplicado) pelo processo estimulado provocado por um novo fóton em ν_1 (ao centro).	32
3.6	Espalhamento Rayleigh - Os fótons indicados em preto são espalhados para fora da fibra, já os fótons em vermelho encontram condições de propagação na direção oposta à dos fótons incidentes, caracterizando o espalhamento reverso	33

3.7	Duplo Espalhamento Rayleigh Reverso - Os fótons são espalhados duas vezes, uma em cada direção, produzindo um eco do sinal que para o sistema representa um ruído	34
4.1	Variação da eficiência com a separação equivalente de frequências $\Delta\nu_{ijk}$	42
4.2	Variação da eficiência com a separação equivalente de frequências próximo a dispersão nula.	43
5.1	Fluxo de execução do software de simulação. As caixas em cinza representam as etapas em que ocorre algum tipo de processamento referente ao modelo.	57
5.2	Características da fibra SMF-28.	64
5.3	Espectros de saída sem FWM.	64
5.4	Espectros de saída com FWM ($\lambda_{ZD} = 1420,28$ nm).	65
5.5	Espectros de saída com FWM ($\lambda_{ZD} = 1429,15$ nm).	65
5.6	Espectros de saída com FWM ($\lambda_{ZD} = 1438,14$ nm).	66
5.7	Espectros de saída com FWM ($\lambda_{ZD} = 1441,58$ nm).	67
5.8	Propagação ao longo da fibra com $\lambda_{ZD} = 1441,58$ nm.	67
5.9	Espectros de saída com FWM ($\lambda_{ZD} = 1450,72$ nm).	68
5.10	Espectros de saída com FWM ($\lambda_{ZD} = 1463,52$ nm).	68
5.11	Espectro de saída do amplificador com 100 km, bombeios contra-propagantes e $\lambda_{ZD} = 1438,14$ nm.	70

5.12 Espectro de saída do amplificador com 50 km, bombeios contra-propagantes e $\lambda_{ZD} = 1438,14$ nm.	71
5.13 Espectro de saída do amplificador com 100 km, bombeios co-propagantes e $\lambda_{ZD} = 1438,14$ nm.	71

Lista de Tabelas

4.1	Fator de Polarização K_{pol}	45
5.1	Bombeios: comprimentos de onda e potências.	63
5.2	Sinais: comprimentos de onda e potências.	63

Lista de Acrônimos

ASCII	-	American Standard Code for Information Interchange
ASE	-	Amplified Spontaneous Emission
CWDM	-	Coarse Wavelength Division Multiplexing
DWDM	-	Dense Wavelength Division Multiplexing
EDFA	-	Erbium Doped Fiber Amplifier
FWM	-	Four-Wave Mixing
HNLF	-	Highly Non Linear Fiber
ITU	-	International Telecommunication Union
ITU-T	-	ITU Telecommunication Standardization Sector
NZ-DSF	-	Non Zero - Dispersion Shifted Fiber
PMD	-	Polarization Mode Dispersion
SBS	-	Stimulated Brillouin Scattering
SPM	-	Self Phase Modulation
SRS	-	Stimulated Raman Scattering
WDM	-	Wavelength Division Multiplexing
WWDM	-	Wide Wavelength Division Multiplexing
XPM	-	Cross Phase Modulation

Capítulo 1 – Introdução

A maior revolução no ramo das comunicações ópticas nos últimos 20 anos foi o advento dos amplificadores ópticos. Antes de seu surgimento, a única forma de lidar com a degradação do sinal óptico era através dos equipamentos designados por regeneradores 3R (*Reshaping, Retiming and Reamplification*) nos quais havia invariavelmente a necessidade da conversão do sinal do domínio óptico para o elétrico, de modo que dispositivos eletrônicos pudessem realizar a regeneração. Esse processo, porém, era complexo e caro, o que prejudicava o aumento da capacidade dos sistemas.

Dentre as possibilidades estudadas para aumentar a capacidade dos sistemas na década de 1980 surgiram os amplificadores ópticos. Esses dispositivos permitiram que parte da regeneração do sinal (reamplificação) pudesse ser feita diretamente no domínio óptico evitando assim as complicações da eletrônica necessária para recuperar o sinal. Além disso, o uso de técnicas de gerenciamento de dispersão apropriadas permitiram o surgimento da tecnologia que mais impulsionou o ramo de comunicações a fibra óptica que é denominada WDM, do inglês *Wavelength Division Multiplexing*, ou, em português, *Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda*.

Para que os antigos equipamentos 3R suportassem WDM, seria necessário que eles fossem capazes de demultiplexar o conjunto de comprimentos de onda, regenerassem cada um separadamente e remultiplexassem novamente para transmissão no próximo trecho do enlace. Se o equipamento que operava com 1 comprimento de onda já era caro, um que permitisse a mesma operação com múltiplos sinais seria inviável devido a seu preço e complexidade. Foi justamente o desenvolvimento dos amplificadores ópticos que permitiu o surgimento do WDM e toda a evolução que se seguiu a ele.

Os primeiros amplificadores explorados comercialmente foram os amplificadores a fibra dopada com Érbio (EDFA - *Erbium Doped Fiber Amplifier*). Essa classe de amplificadores se baseia na característica eletrônica do átomo de Érbio. Esse átomo possui uma transição de energia entre dois de seus níveis orbitais que corresponde aproximadamente ao comprimento de onda da banda C, a de menor atenuação e onde operavam os primeiros sistemas WDM.

Os amplificadores EDFA foram extensamente explorados durante a década de 1990 quando diversos sistemas WDM foram instalados, incluindo diversos cabos submarinos intercontinentais (AGRAWAL, 2002), o que representou uma boa alternativa aos satélites. Como os amplificadores EDFA são especializados na banda C, o número de comprimentos de onda nessa região foi aumentado dando origem aos sistemas DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*). A tecnologia DWDM entretanto tem o seu custo. À medida que os canais ficam mais próximos é mais difícil a sua separação e o gerenciamento de interferências e ruído. Naturalmente, essas dificuldades refletem-se em custos para os sistemas e ficou claro que novas alternativas deviam ser exploradas.

Com o advento de novas fibras, com baixa atenuação também nas bandas S e L, um caminho natural para o aumento da capacidade dos sistemas era a exploração dessas bandas para uso em sistemas WDM. A dificuldade se dava exatamente por parte da amplificação já que o EDFA, pouco flexível para fora da banda C, não poderia ser utilizado. A solução veio do avanço da tecnologia de fontes ópticas que permitiu a fabricação de lasers semicondutores compactos de alta potência. Isso possibilitou que uma nova classe de amplificadores também pudesse ser explorada na prática: os amplificadores Raman.

A possibilidade de usar o efeito Raman (RAMAN, 1928) para amplificação óptica já é conhecida desde 1962 (WOODBURY, 1962). Entretanto, devido à necessidade de bombeios com alta intensidade, seu uso só passou a ser viável na década de 1990 quando fontes adequadas, de alta potência, tornaram-se disponíveis.

Ao mesmo tempo que a potência de bombeio elevada é condição necessária o uso do efeito Raman na amplificação óptica, esta pode excitar outros efeitos não lineares na fibra óptica que não são desejados e que impactam no projeto de amplificadores Raman. Um

desses efeitos é a *Mistura de Quatro Ondas* ou FWM (*Four Wave Mixing*). A geração de componentes de FWM pelos lasers de bombeio pode alterar significativamente o espectro de ganho de um amplificador Raman. Isso é particularmente verdadeiro quando os comprimentos de onda dos bombeios se localizam numa região próxima do zero de dispersão cromática (λ_{ZD}) da fibra (SOTO, 2005).

Na busca de prever as conseqüências do FWM devido aos bombeios de um amplificador Raman, diversos modelos matemáticos foram desenvolvidos e implementados como rotina computacional, todos com algum tipo de simplificação que beneficia algumas características do amplificador em detrimento de outras. Vários trabalhos (BOUTEILLER, 2004)–(WONG, 2003) apresentaram modelos para cálculo de amplificação Raman com FWM, porém nenhum deles considera completamente os fenômenos envolvidos. Em (SOTO, 2005) é apresentado um modelo que caracteriza completamente o FWM, bem como incorpora a depleção dos bombeios mas ignora o ruído ASE e sinais contra-propagantes.

Dados a importância dos amplificadores Raman e o desafio de projeto de um amplificador que leve em conta todos os efeitos relevantes, este trabalho visa contribuir com a pesquisa científica na área de comunicações a fibra óptica, apresentando um modelo matemático, implementado e testado computacionalmente, que comporta a amplificação Raman associada ao efeito de FWM considerando as seguintes contribuições:

- Atenuação;
- Ganho Raman;
- Depleção Raman;
- Espalhamento Rayleigh Reverso;
- Geração de ASE;
- Depleção devida a ASE;
- Geração de Produtos de FWM entre os bombeios;
- Ganho Paramétrico devido a FWM;

- Depleção devida a FWM e;
- Interação entre ondas co e contra-propagantes.

Assim sendo, os efeitos acima mencionados e que foram implementados simultaneamente no mesmo simulador constituem a principal contribuição desta dissertação.

Nos capítulos que se seguem, serão apresentados os principais aspectos dos sistemas a fibra óptica considerando a amplificação Raman e o efeito de FWM. A seguir, é desenvolvido o modelo matemático e são mostrados resultados de simulações numéricas de algumas configurações de amplificadores Raman onde o FWM não pode ser desprezado, sendo que algumas dessas não são resolvidas por modelos anteriores.

Capítulo 2 – Sistemas de Comunicação a Fibra Óptica

2.1 Fibras Ópticas

As fibras ópticas têm seu funcionamento baseado no fenômeno da reflexão interna total, que ocorre quando a luz incide na interface de um meio mais refringente com outro menos refringente com ângulo de incidência maior que o ângulo crítico. De acordo com a lei de Snell para ângulos de incidência do feixe maiores que θ_c (2.1) com a normal em relação a interface, ocorrerá reflexão total da luz incidente sobre a interface.

$$\theta_c = \arcsen \frac{n_2}{n_1} \quad (2.1)$$

onde n_1 é o índice de refração do núcleo, n_2 é o índice de refração da casca.

Esse fenômeno é explorado para a propagação de um sinal luminoso através de longas distâncias por meio das fibras ópticas.

Devido às impurezas encontradas na sílica (partículas metálicas com condutividade elevada), as primeiras fibras fabricadas possuíam atenuação da ordem de 1000 dB/km. A melhoria no processo de fabricação levou a atenuação para aproximadamente 20 dB/km por volta de 1970 e finalmente para 0,2 dB/km na região de 1550 nm em 1979.

Com valores de atenuação menores que qualquer outro meio de transmissão guiado, a fibra óptica tornou-se muito atrativa para sistemas de comunicação de longa distância. Suas principais vantagens são:

- Baixa atenuação.
- Grande largura de banda disponível para transmissão.
- Imunidade à interferência devida a campos externos à fibra.
- Reduzida dimensão e peso quando comparadas aos fios de cobre e aos cabos coaxiais.
- Maior resistência à degradação imposta pelo ambiente (oxidação, umidade, etc).

Com todas essas vantagens a fibra de sílica tem sido intensamente estudada para o máximo aproveitamento de suas características como meio de transmissão. Os estudos em torno da fibra óptica se concentram em minimizar e gerenciar as características que limitam a transmissão de dados através dela. Essas limitações podem ser concentradas em: atenuação, dispersão e efeitos ópticos não lineares.

2.1.1 Propagação em Fibras Ópticas

As equações de Maxwell são a base para o estudo de propagação em fibras ópticas. A partir delas pode-se derivar a equação de onda que permite estudar cada fenômeno que ocorre em uma transmissão.

Sejam então as equações de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.5)$$

onde \mathbf{E} é a intensidade de campo elétrico, \mathbf{H} a intensidade de campo magnético, \mathbf{D} a densidade de fluxo elétrico, \mathbf{B} a densidade de fluxo magnético, \mathbf{J} a densidade de corrente elétrica e ρ_e a densidade de carga elétrica. Como a fibra é um meio dielétrico e sem fontes tem-se que, $\mathbf{J} = 0$ e $\rho_e = 0$.

Além disso, considerando que a fibra tenha resposta instantânea (o que será assumido como verdade para as aplicações deste trabalho devido à grande largura de banda do ganho Raman), valem as equações constitutivas:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.7)$$

onde $\mathbf{M} = 0$ pois a sílica é um meio não magnético.

Tomando o rotacional da equação (2.2) e substituindo nela a equação (2.3) e as equações constitutivas em seguida, obtém-se a equação de onda:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

O vetor \mathbf{P} é a polarização induzida no meio que genericamente é descrita como (AGRAWAL, 2007):

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (2.9)$$

onde $\chi^{(i)}$ é a susceptibilidade de ordem i do meio e corresponde a um tensor de ordem $i + 1$. O efeito predominante é o linear devido a $\chi^{(1)}$. $\chi^{(2)}$, a susceptibilidade de 2ª ordem é desprezível para as fibras de sílica devido à sua estrutura molecular com simetria de inversão. O parâmetro $\chi^{(3)}$ é o principal responsável pelos efeitos não lineares em fibras ópticas. No caso geral $\chi^{(3)}$ é um tensor de ordem 4 contendo 81 elementos.

Para o estudo dos campos nas fibras, o vetor polarização será separado em uma parte linear e outra não linear:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \quad (2.10)$$

Os termos \mathbf{P}_L e \mathbf{P}_{NL} são definidos como (SHEN, 1984; SCHUBERT, 1986; BUTCHER, 1990):

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - \tau) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \tau) d\tau \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t - \tau_1, t - \tau_2, t - \tau_3) \\ \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \tau_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \tau_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \tau_3) d\tau_1 d\tau_2 d\tau_3 \end{aligned} \quad (2.12)$$

2.2 Fatores Degradantes dos Sistemas Ópticos

Conforme uma onda se propaga na fibra, ocorrem interações entre ela e o meio as quais afetam o seu comportamento e podem limitar a capacidade de um sistema. Pode-se dividir os efeitos degradantes em três tipos: a atenuação (que limita o alcance máximo dos sinais), a dispersão (que limita a taxa de dados) e os efeitos não lineares.

2.2.1 Atenuação

A atenuação representa a perda de potência do sinal propagante para o material. Fisicamente são dois os mecanismos dominantes de atenuação em uma fibra, o espalhamento Rayleigh e a absorção de infra-vermelho, sendo que, na maior parte do espectro usado em sistemas ópticos, o espalhamento Rayleigh é o principal efeito (AGRAWAL, 2002).

O espalhamento Rayleigh é contabilizado pela fórmula:

$$\alpha_R = \frac{C}{\lambda^4} \quad (2.13)$$

onde a constante C varia entre 0,7 e 0,9 (dB/km)- μm^4 , dependendo dos elementos que constituem a fibra.

A atenuação afeta a capacidade de um sistema, limitando a distância máxima que pode existir entre estágios de recuperação do sinal.

Sob o ponto de vista da polarização induzida, a atenuação é derivada a partir do parâmetro $\chi^{(1)}$. Fazendo $\tilde{\chi}^{(1)} = \tilde{\chi}_R^{(1)} + j\tilde{\chi}_I^{(1)}$, onde $\tilde{\chi}^{(1)}$ é a transformada de Fourier de $\chi^{(1)}$, chega-se

à expressão:

$$\alpha = \frac{\omega}{nc} \tilde{\chi}_I^{(1)} \quad (2.14)$$

onde ω é a frequência angular ($2\pi\nu$) e c é a velocidade da luz no vácuo. Em particular, o índice de refração n é dado por:

$$n = \sqrt{1 + \tilde{\chi}_R^{(1)}} \quad (2.15)$$

A atenuação considerada ao longo da direção de propagação provoca a perda de uma porcentagem do sinal a cada Δz . Seu comportamento ao longo de z (eixo longitudinal da fibra) é descrito pela lei de Beer:

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha P \quad (2.16)$$

A evolução da potência ao longo da fibra pode ser facilmente obtida pela integração da equação (2.16):

$$P(z) = P_0 e^{-\alpha z} \quad (2.17)$$

onde P é a potência do sinal numa posição z da fibra e P_0 é a potência inicial ($z = 0$). O valor de α em (2.17) é dado em $1/\text{m}$ (também conhecido como np/m - néper por metro) para potências descritas em mW e distâncias em m. Uma relação útil é a que permite a conversão da atenuação para dB/m e é dada por:

$$\alpha_{\text{dB}} = \alpha \cdot 10 \log e \approx \alpha \cdot 4,3429 \quad (2.18)$$

2.2.2 Dispersão

A dispersão é o fenômeno pelo qual se observa um alargamento temporal sofrido por um pulso ao se propagar em uma fibra óptica. Ela impacta os sistemas de comunicações limitando a taxa de dados.

O tempo de duração de um bit em uma transmissão deve ser tal que não ocorra interferência inter-simbólica. Quanto maior a taxa de transmissão, menor o tempo de bit e mais propenso estará o sinal a sofrer interferência intersimbólica devido à dispersão.

A dispersão em fibras ópticas pode ser de 3 tipos: dispersão modal, dispersão cromática e dispersão por modo de polarização. A dispersão modal ocorre em fibras multimodo e se deve à diferença de percurso entre os múltiplos modos se propagando simultaneamente. A dispersão por modo de polarização (PMD) é devida a birrefringência existente na fibra, a qual varia aleatoriamente ao longo de seu eixo longitudinal, fazendo com que as componentes em cada direção de polarização se atrasem mutuamente provocando alargamento do pulso. De interesse para o presente estudo é apenas a dispersão cromática uma vez que os sistemas WDM de alta capacidade usam fibras monomodo e assumimos que a PMD não ocorre pois não é o foco deste trabalho.

A dispersão cromática pode ser dividida em duas componentes: a dispersão material e a dispersão de guia de onda. Ambas se devem à variação da característica de propagação com a frequência e atuam sobre as componentes espectrais das fontes ópticas fazendo com que não se propaguem com a mesma velocidade. Embora os lasers usados como sinais atualmente possuam largura espectral bem menor que os de uma década atrás, essa largura não é nula. Isso faz com que, em uma fibra, cada componente espectral se desloque com velocidade diferente fazendo com que um pulso se alargue ao longo da propagação.

A dispersão material é devida à dependência intrínseca do índice de refração do material com a frequência. Essa parcela da dispersão depende apenas do material do qual é feita a fibra.

Em geral a dependência de n em função de ω para a sílica é descrita pela equação de Sellmeier (MALITSON, 1965):

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (2.19)$$

onde ω_j é a frequência de ressonância e B_j é o peso da oscilação.

A dispersão material é expressa por (AGRAWAL, 2002):

$$D_M = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \frac{dn_g}{d\omega} \quad (2.20)$$

onde n_g é o índice de refração de grupo do material onde a onda se propaga, dado por:

$$n_g = n + \omega \frac{dn}{d\omega} \quad (2.21)$$

A dispersão de guia de onda depende de parâmetros geométricos e constitutivos do guia tais como raio, diferença entre os índices de refração do núcleo e da casca, etc. A dispersão de guia de onda para uma fibra de núcleo único e de seção transversal circular é dada por (AGRAWAL, 2002):

$$D_W = -\frac{2\pi\Delta}{\lambda^2} \left[\frac{d(Vb)}{dV} \frac{dn_{2g}}{d\omega} + \frac{n_{2g}^2 V}{n_2 \omega} \frac{d^2(Vb)}{dV^2} \right] \quad (2.22)$$

onde n_2 é o índice de refração do núcleo, n_{2g} é o índice de refração de grupo do núcleo e os parâmetros Δ , V e b são dados por:

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (2.23)$$

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.24)$$

$$b = \frac{\frac{\beta}{k_0} - n_2}{n_1 - n_2} \quad (2.25)$$

sendo n_1 o índice de refração da casca, $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$, a é o raio do núcleo da fibra e β a constante de propagação do modo HE_{11} .

Como a dispersão de guia de onda varia com a mudança da geometria da fibra, ela pode ser explorada para criar fibras com o zero de dispersão deslocado para a região de menor atenuação ou mesmo que apresentem dispersão negativa em uma faixa do espectro de modo a compensar a dispersão de um trecho de fibra anterior.

2.2.3 Efeitos Não-Lineares em Fibras Ópticas

A fibra óptica, como qualquer outro meio de transmissão, pode ser considerada como um meio linear apenas para pequenos sinais. Na presença de sinais com potência elevada os efeitos não lineares precisam ser considerados.

O estudo da influência das não linearidades em fibras ópticas pode ser feito considerando os efeitos não lineares como uma pequena perturbação sobre a contribuição linear para o vetor polarização que é a dominante - equação (2.10) (AGRAWAL, 2007).

Como resultado desse modelo perturbacional, a permissividade elétrica pode ser escrita como (AGRAWAL, 2007):

$$\epsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}_{xx}^{(1)} + \epsilon_{NL} \quad (2.26)$$

onde $\tilde{\chi}^{(1)}$ é a transformada de Fourier da susceptibilidade linear $\chi^{(1)}$ e ϵ_{NL} é a parcela não linear da permissividade dada por:

$$\epsilon_{NL} = \frac{3}{4}\chi_{xxxx}^{(3)}|E(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (2.27)$$

Como consequência o índice de refração e a atenuação sofrem alterações da forma:

$$\tilde{n} = n + n_2|E|^2, \quad \tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2|E|^2 \quad (2.28)$$

Usando a definição da permissividade como (AGRAWAL, 2002):

$$\epsilon = \left(\tilde{n} + j\frac{\tilde{\alpha}}{2k_0} \right)^2 \quad (2.29)$$

e as equações (2.26) e (2.27) obtém-se o índice de refração não linear n_2 e o coeficiente de dupla absorção de fótons α_2 :

$$n_2 = \frac{3}{8}\text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)}), \quad \alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc}\text{Im}(\chi_{xxxx}^{(3)}) \quad (2.30)$$

Além da dependência em relação à amplitude imposta pela não linearidade, há fenômenos que agem trocando energia entre fótons em frequências diferentes como a *mistura de quatro ondas* (FWM), o *espalhamento Raman estimulado* (SRS) e o *espalhamento Brillouin estimulado* (SBS).

Apesar dos efeitos indesejados trazidos pelas não linearidades, elas também têm seu papel benéfico. O efeito Raman e o efeito Brillouin podem ser usados para amplificação óptica. O FWM pode ser usado em conversores de comprimento de onda além de ter aplicações em amplificação paramétrica. A auto-modulação de fase (SPM) e o espalhamento Raman intrapulso podem ser aplicados na geração de *sólitons* em fibras ópticas, os quais podem ser aproveitados como mecanismo de gerenciamento da dispersão (HASEGAWA, 1995; MOLLENAUER, 1997; ESSIAMBRE, 1997; IANNONE, 1998; AGRAWAL, 2001).

2.3 Sistemas WDM

Na década de 1990 com o advento dos amplificadores ópticos e das fibras monomodo surgiu a técnica WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) de multiplexação de sinais em

fibras ópticas (AGRAWAL, 2002).

O WDM é o equivalente em fibra para o FDM de sistemas rádio. Cada comprimento de onda transmite uma informação independente dos outros comprimentos de onda existentes. Como o espectro disponível na fibra é bastante extenso, a capacidade agregada pelo uso da tecnologia é muito elevada.

O WDM permitiu a expansão da capacidade dos sistemas ópticos sem que houvesse a necessidade de instalação de fibras adicionais, pois são aproveitadas as fibras já instaladas. Isso obviamente representou uma grande economia para as empresas que já tinham fibras ópticas instaladas e queriam aumentar a capacidade de seus sistemas.

Atualmente o ITU-T define 3 modos distintos de operação de sistemas WDM: o *DWDM* (*Dense WDM*), o *CWDM* (*Coarse WDM*) e o *WWDM* (*Wide WDM*) (ITU-T, 2009).

Nos sistemas DWDM o espaçamento entre canais é inferior a 1000GHz. Atualmente a ITU normatiza sistemas DWDM operando com até 12.5GHz de espaçamento (ITU-T, 2002b) permitindo que uma única fibra transporte até 320 canais simultaneamente. Esse tipo de sistema é o que exige os equipamentos mais caros e complexos como lasers com resfriamento e controle de temperatura, demultiplexadores de banda mais estreita, etc.

O CWDM foi desenvolvido com o objetivo de baratear os custos das redes ópticas metropolitanas usando um maior espaçamento entre canais que os sistemas WDM usuais. No CWDM o espaçamento entre as portadoras deve ser menor que 50 nm porém maior que 1000GHz. Sendo que a recomendação (ITU-T, 2002a) especifica um espaçamento de 20 nm. Com esse relaxamento em relação ao espaçamento entre portadoras, lasers bem como equipamentos de detecção mais simples podem ser usados propiciando o barateamento do sistema.

O WWDM é o CWDM com limites ainda maiores para o espaçamento entre portadoras. No WWDM cada canal está espaçado de no mínimo 50nm e se localizam normalmente em janelas ópticas distintas.

Capítulo 3 – Amplificação Raman

O princípio da amplificação Raman (o efeito Raman) foi previsto em 1923 por Adolf Smeikal (SMEKAL, 1923) e foi confirmado experimentalmente em 1928 por Chandrasekhara Venkata Raman e em sua homenagem o efeito foi então batizado com o seu nome. Por essa descoberta Raman ganhou o prêmio Nobel de física de 1930. Uma descrição física mais rigorosa para o efeito Raman surgiu apenas em 1934 e é atribuída a George Placzek (PLACZEK, 1934).

Raman descobriu que a luz de alta intensidade ao atravessar um líquido transparente se espalha gerando comprimentos de onda que não estavam presentes na fonte luminosa originalmente. Além disso, ele observou que o desvio entre o comprimento de onda gerado e o da luz incidente era sempre o mesmo para o mesmo líquido. Percebeu também que havia uma forte polarização nos comprimentos de onda gerados (RAMAN, 1930).

As primeiras aplicações do efeito Raman foram na área de espectroscopia realizando a identificação de materiais. Somente com a descoberta do espalhamento Raman estimulado já na década de 1960 (WOODBURY, 1962) é que se pôde aventar para o uso como processo de amplificação.

Amplificadores Raman são dispositivos de amplificação do sinal óptico que têm seu funcionamento baseado no espalhamento Raman estimulado. Nele, uma determinada fonte luminosa que transporta a informação num sistema óptico ganha potência através da captura de fótons gerados por espalhamento Raman. Pode-se dizer que o espalhamento Raman estimulado “clona” a frequência e a fase do sinal transmitido agregando mais energia ao mesmo.

Para as comunicações ópticas, o efeito Raman representa um avanço nas técnicas de amplificação em sistemas de fibra. Antes dele, os amplificadores mais amplamente usados eram os amplificadores a fibra dopada com Érbio (EDFA - *Erbium Doped Fiber Amplifier*). Mas esse avanço só pode ser amplamente explorado depois que a tecnologia de fabricação das fontes ópticas evoluiu permitindo a construção de lasers semicondutores de alta potência (requeridos para excitar eficientemente o fenômeno de espalhamento Raman).

3.1 Espalhamento Raman Espontâneo

A origem do espalhamento Raman encontra-se nos estados vibracionais das moléculas que compõem o meio de transmissão. Toda molécula constituinte de um determinado material vibra e a essa vibração corresponde a um determinado nível de energia. Ao adicionar energia à molécula, o seu estado vibracional muda para um de maior energia. Entretanto, pela teoria quântica, os níveis de energia vibracional não se distribuem continuamente. Existem alguns níveis de energia permitidos, os quais são determinados pela constituição física do meio, que estabelece a força de ligação entre as moléculas e sua geometria. Para mudar o estado vibracional é necessário que um fóton com energia suficiente para atingir o próximo estado vibracional incida sobre a molécula e provoque a transição. A diferença de energia que não foi aproveitada na transição é espalhada num comprimento de onda diferente daquele do fóton incidente gerando um novo fóton (RAMAN, 1928; PLACZEK, 1934). O processo é esquematizado na Figura 3.1.

Supondo um fóton 1 com energia E_1 e que a diferença de energia entre dois modos vibracionais do material seja ΔE , sendo $E_1 > \Delta E$, ao ocorrer uma colisão entre o fóton 1 e uma molécula, será gerado um fóton 2 com energia E_2 de modo que:

$$E_2 = E_1 - \Delta E \quad (3.1)$$

Pela lei de Planck, a energia de um fóton é proporcional à sua frequência. A equação (3.2) mostra o comportamento das frequências dos fótons envolvidos no processo.

$$\nu_2 = \nu_1 - \frac{\Delta E}{h} \quad (3.2)$$

onde ν_1 é a frequência do fóton 1, ν_2 é a frequência do fóton 2 e h é a constante de Planck.

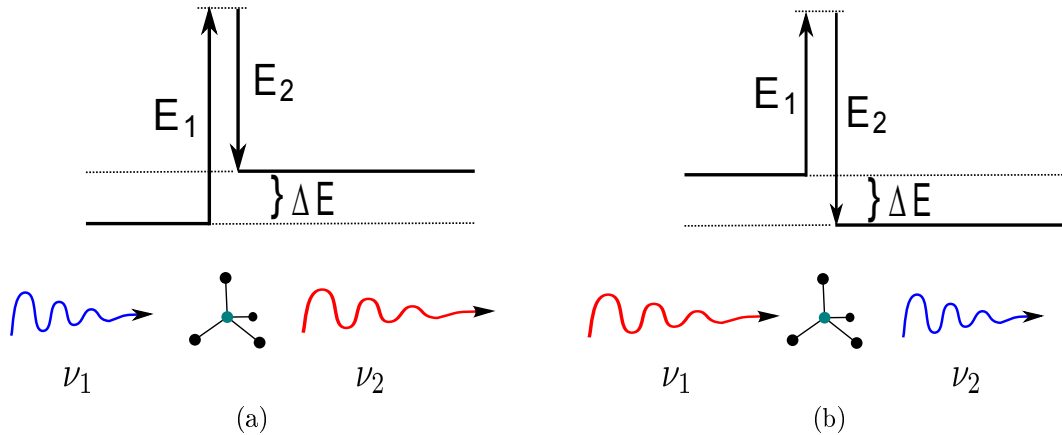


Figura 3.1: Espalhamento Raman Espontâneo: (a) Processo Stokes: O fóton incidente com frequência ν_1 perde energia para o meio e um fóton numa frequência menor (ν_2) é gerado (b) Processo Anti-Stokes: A energia vibracional do material é cedida ao fóton que muda para uma frequência ν_2 maior que ν_1

O fenômeno inverso, no qual um fóton recebe energia do meio e provoca o espalhamento em uma frequência maior, também é possível mas ocorre com menor probabilidade. Esse tipo de transição é chamada *anti-Stokes* enquanto que o processo descrito anteriormente é chamado *Stokes*. A Figura 3.2 mostra um esquema com as linhas espectrais Stokes e anti-Stokes associados ao espalhamento Raman.

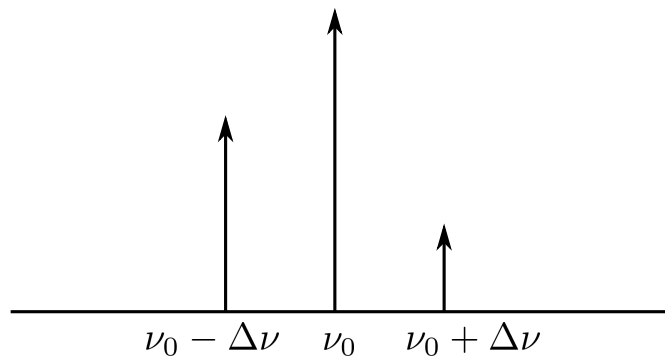


Figura 3.2: Linhas espectrais Stokes ($\nu - \Delta\nu$) e anti-Stokes ($\nu + \Delta\nu$)

A probabilidade de um fóton ser gerado por efeito Raman depende da diferença de frequência entre o fóton incidente e o espalhado. Esse perfil é dependente do material e para a sílica (SiO_2) pode ser observado na Figura 3.3.

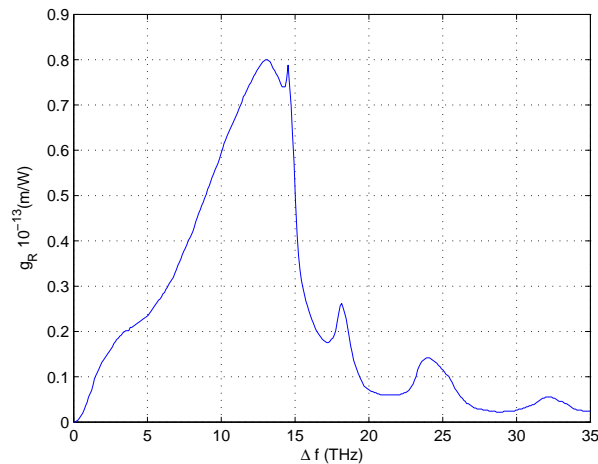


Figura 3.3: Espectro de Ganho Raman para SiO₂

3.2 Espalhamento Raman Estimulado

Durante a interação entre um fóton e uma molécula por efeito Raman pode ocorrer que um segundo fóton, que esteja na vizinhança da posição onde ocorre o fenômeno, induza a emissão do fóton espalhado em sua mesma frequência e fase (WOODBURY, 1962). Esse fenômeno é chamado de *Espalhamento Raman Estimulado* ou em inglês *SRS (Stimulated Raman Scattering)* e é esquematizado na Figura 3.4.

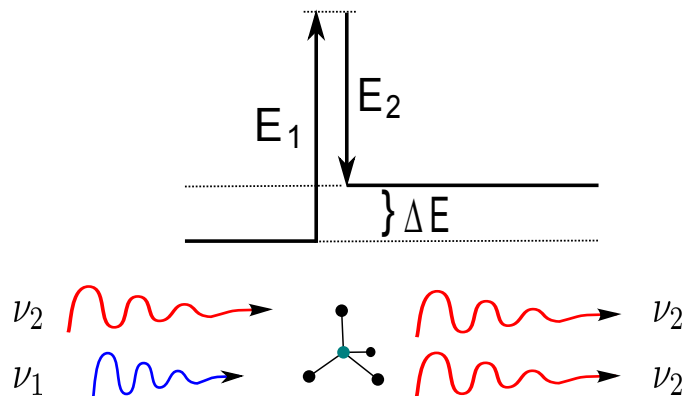


Figura 3.4: Espalhamento Raman Estimulado. Do lado esquerdo da molécula somente o fóton de frequência ν_1 provoca o espalhamento Raman, enquanto o fóton em ν_2 apenas estimula a geração do novo fóton com sua mesma frequência e fase. O resultado, do lado direito, são dois fótons idênticos na frequência ν_2 .

O espalhamento Raman estimulado é um fenômeno de muita importância para os sistemas ópticos. Sob potências elevadas de operação ele pode provocar *crosstalk* entre os sinais de

um sistema além de desbalancear o espectro através da transferência de energia de uma onda para outra. Para sistemas dinâmicos, sobretudo os de alta taxa, ele pode provocar a deformação dos pulsos deslocando sua frequência central ao longo da propagação, um fenômeno conhecido como *Deslocamento de Frequência (Raman Frequency Shift)* (MIT-SCHKE, 1986). Por outro lado, também pode ser usado em dispositivos amplificadores para sistemas de longa distância como será mostrado a seguir.

É importante notar, do exposto na seção 3.1, que o SRS sempre ocorre com a perda de uma parcela da energia do sistema para o meio. Essa perda é devida à energia necessária para mudar o estado vibracional do meio. Partindo da equação (3.2) pode-se calcular a perda:

$$\Delta E = h\nu_1 - h\nu_2 \quad (3.3)$$

Para avaliar a potência transferida da onda com frequência ν_1 para a onda com frequência ν_2 supõe-se um fluxo de κ fótons/s ao longo de uma seção transversal de área A . A intensidade de campo nessa seção será de:

$$I_i = \frac{E_i \cdot \kappa_i}{A}, \quad i = 1, 2 \quad (3.4)$$

onde I_i e E_i são respectivamente a intensidade e a energia do fóton na frequência ν_i .

Se não for considerada a atenuação, o processo Raman converte um fóton da frequência ν_1 em um fóton na frequência ν_2 mantendo o número total de fótons ($\kappa_1 + \kappa_2 = \text{cte}$). Além disso, sabe-se que a transferência de energia é proporcional à intensidade das duas ondas (AGRAWAL, 2007). Pode-se escrever então:

$$\frac{d\kappa_1}{dz} = -\delta\kappa_1\kappa_2 \quad (3.5)$$

$$\frac{d\kappa_2}{dz} = \delta\kappa_1\kappa_2 \quad (3.6)$$

onde δ é uma constante de proporcionalidade arbitrária.

Assumindo a expressão

$$g_R = \frac{\delta A}{E_1} \quad (3.7)$$

e usando a relação (3.4) para obter κ em função das intensidades de campo, chega-se às

equações:

$$\frac{dI_1}{dz} = -g_R \frac{\nu_1}{\nu_2} I_1 I_2 \quad (3.8)$$

$$\frac{dI_2}{dz} = g_R I_1 I_2 \quad (3.9)$$

As equações (3.8) e (3.9) mostram como a potência de um determinado comprimento de onda passa para um outro através de SRS. A quantidade g_R (medida em m/W) é chamada *ganho Raman* e é aproveitada para a construção de dispositivos amplificadores baseados em efeito Raman. Neste caso específico a onda de frequência ν_1 está servindo de bombeio para a onda de frequência ν_2 .

3.3 Amplificadores Raman Distribuídos

A partir das equações (3.8) e (3.9) pode ser derivado um modelo mais realista considerando agora também o efeito da atenuação dado pela equação (2.16). Assim,

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s - \alpha_s I_s \quad (3.10)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\nu_p}{\nu_s} g_R I_p I_s - \alpha_p I_p \quad (3.11)$$

onde α_i é a atenuação da onda i . Os índices s e p significam sinal (*signal*) e bombeio (*pump*) respectivamente, denotando a intenção de que um laser de bombeio transfira energia para um laser de sinal, amplificando-o.

Como o ganho Raman em fibras convencionais é pequeno, os amplificadores Raman são normalmente construídos para trabalharem de forma distribuída, onde a amplificação ocorre ao longo do enlace e não em um único ponto (trecho curto) deste. Isso contrasta com os amplificadores EDFA nos quais o alto ganho e a alta atenuação provocada pelo Érbio quando não bombeado (DESURVIRE, 1994) impõem que sua construção seja em dispositivos concentrados. Enquanto um amplificador EDFA precisa de poucos metros de fibra dopada, um amplificador Raman típico se aproveita do efeito Raman ao longo de vários quilômetros de fibra. Essa característica confere duas vantagens ao amplificador Raman: 1) a de minimizar a excitação de não linearidades na região dos sinais e 2) a de

não permitir que a potência do sinal chegue a níveis muito baixos prejudicando a relação sinal-ruído.

Embora o efeito Raman dependa das intensidades de campo, para aplicações práticas é interessante modelar matematicamente o efeito através das potências envolvidas. Partindo das equações (3.10) e (3.11) e sabendo que

$$P = I \cdot A_{eff} \quad (3.12)$$

obtem-se as seguintes equações em potência (AGRAWAL, 2007):

$$\frac{dP_s}{dz} = \frac{g_R}{A_{eff}} P_p P_s - \alpha_s P_s \quad (3.13)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = -\frac{\nu_p}{\nu_s} \frac{g_R}{A_{eff}} P_p P_s - \alpha_p P_p \quad (3.14)$$

onde P_i é a potência da onda i e A_{eff} é a área efetiva do núcleo da fibra.

As equações (3.13) e (3.14) descrevem com bastante fidelidade o comportamento de um amplificador Raman e podem ser usadas para estimar a evolução das ondas propagantes em um amplificador Raman distribuído. Na prática, entretanto, existem outros fenômenos que afetam o comportamento do amplificador e que precisam ser considerados em um projeto real. Os principais são o estado de polarização, o espalhamento reverso de Rayleigh e a geração de ASE.

Adicionados esses efeitos e considerando que os bombeios podem se propagar em dois sentidos, o modelo de amplificação passa a ser descrito pela equação (3.15) (KIDORF, 1999) que pode ser usada em projetos práticos de amplificadores.

$$\begin{aligned} \frac{dP^\pm(z, \nu_i)}{dz} = & \mp \alpha(\nu_i) P^\pm(z, \nu_i) \pm \eta(\nu_i) P^\mp(z, \nu_i) \\ & \pm \int_{\nu > \nu_i} \frac{g_R(\nu - \nu_i)}{\Gamma A_{eff}} [P^\pm(z, \nu) + P^\mp(z, \nu)] \times \\ & \left[P^\pm(z, \nu_i) + 2h\nu_i \left[1 + \left(e^{\frac{h(\nu - \nu_i)}{kT}} - 1 \right)^{-1} \right] \right] d\nu \\ & \mp \int_{\nu < \nu_i} \frac{\nu_i g_R(\nu_i - \nu)}{\nu \Gamma A_{eff}} [P^\pm(z, \nu) + P^\mp(z, \nu)] \times \\ & \left[P^\pm(z, \nu_i) + 2h\nu_i \left[1 + \left(e^{\frac{h(\nu_i - \nu)}{kT}} - 1 \right)^{-1} \right] \right] d\nu \end{aligned} \quad (3.15)$$

onde η é o coeficiente de espalhamento reverso de *Rayleigh*, Γ é o coeficiente de polarização (discutido na seção 3.3.3), h é a constante de Planck, k é a constante de Boltzmann e

T é a temperatura absoluta. A equação (3.15) será a base para o desenvolvimento que segue sobre amplificação Raman. Nela estão expressos os principais efeitos, bem como a capacidade de trabalhar com múltiplos sinais e bombeios nos dois sentidos de propagação. A primeira parcela do lado direito calcula a atenuação, a segunda o espalhamento Rayleigh reverso, a terceira calcula o ganho Raman e a geração de ASE e a quarta parcela contabiliza a depleção devida ao processo de amplificação e à geração de ASE.

3.3.1 Emissão Espontânea Amplificada

A ocorrência em conjunto dos fenômenos espontâneo e estimulado dá origem ao que se chama de *emissão espontânea amplificada* ou *ASE* (*Amplified Spontaneous Emission*). A ASE tem origem quando um fóton de frequência ν_1 se espalha por espalhamento Raman espontâneo produzindo um novo fóton em ν_2 que continua se propagando na fibra. Esse novo fóton pode eventualmente se encontrar próximo de uma outra molécula sobre a qual está incidindo um novo fóton em ν_1 e com isso participar de um processo estimulado. Como a primeira emissão ocorreu de maneira aleatória, seguindo uma propabilidade dada pelo espectro de ganho Raman, ela se traduz em ruído que é em seguida amplificado pelo processo estimulado. O processo completo é exemplificado na Figura 3.5

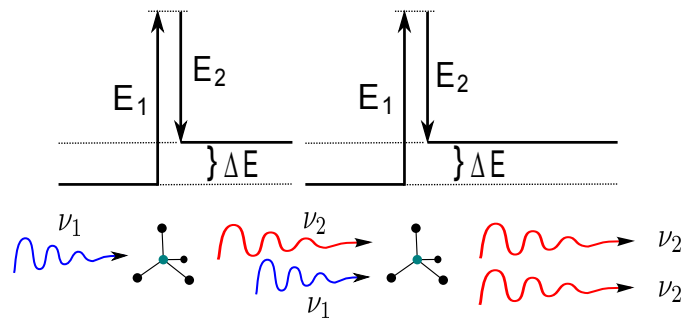


Figura 3.5: Processo de geração de ASE em amplificador Raman Distribuído. O fóton em ν_1 à esquerda provoca a emissão de um fóton em ν_2 . Esse fóton é em seguida amplificado (duplicado) pelo processo estimulado provocado por um novo fóton em ν_1 (ao centro).

A geração de ASE em um amplificador Raman depende da população de fônons no estado vibracional que por sua vez depende da temperatura. Na equação (3.15) essa dependência fica expressa na parcela

$$2h\nu_i \left[1 + \left(e^{\frac{h(\nu-\nu_i)}{kT}} - 1 \right)^{-1} \right] \quad (3.16)$$

Nessa parcela o fator 2 contabiliza os dois estados de polarização (AGRAWAL, 2005).

3.3.2 Espalhamento Rayleigh Reverso

O espalhamento Rayleigh é o espalhamento elástico da luz onde o fóton incidente é espalhado sem trocar energia com o meio. Diferentemente do espalhamento Raman, o espalhamento Rayleigh é um fenômeno linear e sua intensidade é de várias ordens de magnitude superior.

O espalhamento Rayleigh é responsável, por exemplo, pela cor azul do céu, já que as moléculas do ar espalham preferencialmente a cor azul do espectro visível. Da mesma forma, ao amanhecer e no por do sol os tons alaranjados são provocados pelo espalhamento Rayleigh, dessa vez, devido ao ângulo praticamente raso de incidência solar, quase toda a luz azul já foi espalhada no trajeto pela atmosfera e sobram os raios com comprimentos de onda mais próximos ao vermelho que ficam mais evidentes nesses períodos do dia.

Nas fibras de sílica, o espalhamento Rayleigh é um dos principais mecanismos de atenuação para comprimentos de onda abaixo de 1600 nm (AGRAWAL, 2002). Normalmente, a energia espalhada por esse processo é refratada através da casca para fora da fibra. Entretanto, uma pequena parcela encontra condições de guiamento e se propaga na direção oposta dando origem ao espalhamento Rayleigh reverso (*Rayleigh Back Scattering*). A Figura 3.6 ilustra o fenômeno.

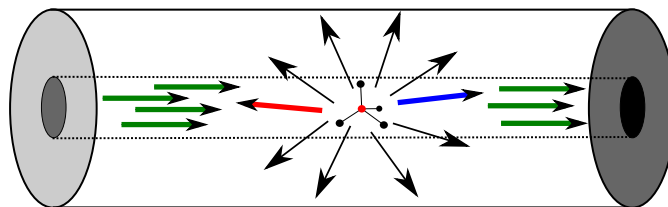


Figura 3.6: Espalhamento Rayleigh - Os fótons indicados em preto são espalhados para fora da fibra, já os fótons em vermelho encontram condições de propagação na direção oposta à dos fótons incidentes, caracterizando o espalhamento reverso

Pode ocorrer ainda que uma parte da energia que já foi refletida por espalhamento Rayleigh seja novamente espalhada pelo mesmo processo caracterizando o *duplo espalhamento reverso de Rayleigh* (*double Rayleigh back scattering*), como mostrado na Figura 3.7. Essa

energia duplamente espalhada se traduz em ruído para o sistema e normalmente tem potência muito baixa podendo ser desprezada, mas no caso dos amplificadores Raman ela pode ganhar intensidade devido ao ganho distribuído e impactar o desempenho do sistema (AGRAWAL, 2005).

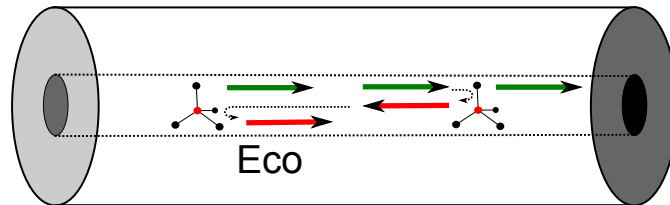


Figura 3.7: Duplo Espalhamento Rayleigh Reverso - Os fótons são espalhados duas vezes, uma em cada direção, produzindo um eco do sinal que para o sistema representa um ruído

3.3.3 Efeito da Polarização

O espalhamento Raman mostra ser extremamente dependente da polarização. Enquanto o efeito se manifesta mais intensamente para polarização paralela, ele praticamente some para polarização ortogonal. Isso na prática é um problema, pois devido às imperfeições existentes na fibra é impossível evitar variações na polarização ao longo da propagação (AGRAWAL, 2005). Tais variações podem provocar flutuações no nível de potência do sinal amplificado ao longo do tempo.

O efeito da variação aleatória do estado de polarização pode ser evitado através da propagação simultânea de dois lasers ortogonalmente polarizados para cada lambda de bombeio. Outra contra-medida é a utilização de despolarizadores em cada bombeio, o que provoca uma perda no ganho mas confere maior estabilidade ao amplificador.

Na equação (3.15) o estado de polarização é contabilizado pelo parâmetro Γ . Γ tem seu valor variando entre 1 e 2, sendo igual a 1 para bombeios paralelamente polarizados e 2 para o caso de bombeios despolarizados (LIU, 2003a).

3.4 Modelos de Amplificação Raman

A amplificação Raman tem sido um tema bastante estudado desde o início da década de 1990. Desde então, inúmeros modelos para a solução numérica de amplificadores Raman surgiram (KIDORF, 1999)–(LÓPEZ-BARBERO, 2006). Em particular, merece destaque o modelo descrito pela equação (3.15), que engloba os fenômenos mais relevantes associados à amplificação Raman enquanto mantém a precisão do modelo.

A partir da equação (3.15), pode ser derivado um modelo computacional discreto para a simulação de um amplificador Raman. Esse modelo computacional é descrito pela seguinte equação¹ (LIU, 2003a):

$$\begin{aligned}
\frac{dP^\pm(z, \nu_i)}{dz} = & \mp \alpha(\nu_i)P^\pm(z, \nu_i) \pm \eta(\nu_i)P^\mp(z, \nu_i) \\
& \pm P^\pm(z, \nu_i) \sum_{m=1}^{i-1} \frac{g_R(\nu_m - \nu_i)}{\Gamma A_{eff}} [P^\pm(z, \nu_m) + P^\mp(z, \nu_m)] \\
& \pm h\nu_i \sum_{m=1}^{i-1} \frac{g_R(\nu_m - \nu_i)}{\Gamma A_{eff}} [P^\pm(z, \nu_m) + P^\mp(z, \nu_m)] \\
& \quad \cdot \left[1 + \left(e^{\frac{h(\nu_m - \nu_i)}{kT}} - 1 \right)^{-1} \right] \Delta\nu \\
& \mp P^\pm(z, \nu_i) \sum_{m=i+1}^n \frac{\nu_i}{\nu_m} g_R(\nu_i - \nu_m) \Gamma A_{eff} [P^\pm(z, \nu_m) + P^\mp(z, \nu_m)] \\
& \mp 2h\nu_i P^\pm(z, \nu_i) \sum_{m=i+1}^n \frac{\nu_i}{\nu_m} \frac{g_R(\nu_i - \nu_m)}{\Gamma A_{eff}} \left[1 + \left(e^{\frac{h(\nu_i - \nu_m)}{kT}} - 1 \right)^{-1} \right] \Delta\mu
\end{aligned} \tag{3.17}$$

onde η é o coeficiente de espalhamento reverso de Rayleigh, g_R é o ganho Raman, Γ é o fator de polarização Raman (1 para sinais polarizados e 2 para sinais despolarizados), h é a constante de Planck, k é a constante de Boltzmann e T a temperatura absoluta. Os fatores $\Delta\nu$ e $\Delta\mu$ são larguras espectrais onde são consideradas a geração de ASE e depleção devida à ASE respectivamente.

Os dois primeiros termos do lado direito da equação denotam as perdas na fibra e o espalhamento reverso de Rayleigh respectivamente. O terceiro termo representa o ganho Raman devido aos comprimentos de onda mais curtos. O quarto termo representa o ruído ASE com fator térmico. O quinto termo conta a depleção do bombeio devido aos

¹Há pequenas diferenças na equação aqui apresentada em relação à referência pois há inconsistências nos índices de alguns termos contidos na publicação

comprimentos de onda maiores e o sexto termo representa as perdas devido à emissão de ruído.

Para a solução desses modelos em geral é escolhido algum método de solução de problemas de valor de contorno (já que há condições a serem satisfeitas em $z = 0$ e em $z = L$) que por sua vez se utiliza de um método de solução de equações diferenciais. Entre os métodos mais usados estão o Runge-Kutta de 4ª ordem (LIU, 2003b) e alguns métodos do tipo preditor-corretor (LIU, 2003a).

Capítulo 4 – Mistura de Quatro Ondas

A Mistura de Quatro Ondas (FWM) pertence a uma classe de fenômenos não lineares ditos *paramétricos* em que a fibra tem um papel passivo limitando-se a mediação da interação entre diversas ondas. Os processos paramétricos são assim denominados pois ocorre a modulação de algum parâmetro da fibra, como o índice de refração, decorrente da alta intensidade das ondas que se propagam.

A origem do FWM está na resposta não linear dos elétrons ligados ao campo \mathbf{E} aplicado no meio. A maneira como essa interação ocorre é governada pelo parâmetro $\chi^{(3)}$ que nas fibras de sílica é o parâmetro não-linear de mais baixa ordem já que $\chi^{(2)}$ é praticamente nulo devido à estrutura molecular da sílica como meio isotrópico amorfo (SHEN, 1984; SCHUBERT, 1986; BUTCHER, 1990).

4.1 Mistura de Quatro Ondas

De forma generalizada a polarização não linear induzida em um meio pode ser descrita como (AGRAWAL, 2007):

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} \quad (4.1)$$

onde \mathbf{P}_{NL} é a parcela não linear do vetor polarização \mathbf{P} , \mathbf{E} é o campo elétrico aplicado ao material e ϵ_0 é a permissividade do vácuo.

Em um nível fundamental, onde são consideradas apenas ondas paralelamente polarizadas, o tensor $\chi^{(3)}$ equivale a um escalar. Assumimos então quatro ondas propagando-se na

mesma direção de modo que o campo elétrico total tem a forma:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{i=1}^4 E_i e^{j(\beta_i z - \omega_i t)} + c.c. \quad (4.2)$$

Substituindo (4.2) em (4.1) e escrevendo \mathbf{P}_{NL} da mesma forma que \mathbf{E} como em:

$$\mathbf{P}_{NL} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{i=1}^4 P_i e^{j(\beta_i z - \omega_i t)} + c.c. \quad (4.3)$$

onde β_i e ω_i são a constante de propagação e a frequência angular da onda i respectivamente. Cada valor P_i ($i = 1, \dots, 4$) possui um grande número de termos. O termo P_4 , por exemplo, exibe a seguinte forma:

$$P_4 = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} [|E_4|^2 E_4 + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2) E_4 + 2E_1 E_2 E_3 e^{j\theta_+} + 2E_1 E_2 E_3^* e^{j\theta_-} + \dots] \quad (4.4)$$

onde o símbolo (*) denota o conjugado complexo e θ_+ e θ_- são dados por:

$$\theta_+ = (\beta_1 + \beta_2 + \beta_3 - \beta_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t \quad (4.5)$$

$$\theta_- = (\beta_1 + \beta_2 - \beta_3 - \beta_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t \quad (4.6)$$

Os quatro primeiros termos da equação (4.4) representam SPM e XPM. Os demais termos são devidos à combinação de frequência (por soma ou diferença) entre as quatro ondas (AGRAWAL, 2007). Como será visto adiante, a eficiência com que o FWM ocorre depende dos coeficientes θ_+ e θ_- . Esses coeficientes governam o casamento de fase que ocorre entre as ondas participantes e quais parcelas do processo são relevantes.

θ_+ é responsável por fenômenos como a geração de terceiro harmônico. Em fibras de sílica é normalmente difícil obter condições de casamento de fase para que esse fenômeno ocorra com intensidade relevante. Já para o termo com θ_- , dois fótons com frequência angular ω_1 e ω_2 são recombinados para dar origem a fótons em ω_3 e ω_4 de modo que:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (4.7)$$

A condição de casamento de fase também deve satisfazer $\Delta k = 0$ onde:

$$\begin{aligned} \Delta k &= \beta_1 + \beta_2 - \beta_3 - \beta_4 \\ &= (\tilde{n}_1 \omega_1 + \tilde{n}_2 \omega_2 - \tilde{n}_3 \omega_3 - \tilde{n}_4 \omega_4)/c \end{aligned} \quad (4.8)$$

e \tilde{n}_i é o índice de refração efetivo da onda na frequência angular ω_i , com $\omega = 2\pi\nu$.

Quando $\omega_1 \neq \omega_2$ o FWM é dito *não degenerado* contrastando com o caso *parcialmente degenerado* que ocorre com $\omega_1 = \omega_2$.

Substituindo a equação (4.3) em (2.8) é possível obter uma equação de onda que descreva o comportamento do FWM:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(z, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(z, t) - \frac{\alpha n}{c} \frac{\partial}{\partial t} E(z, t) = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \chi_R^{(3)} E(z, t) E(z, t) E(z, t) \quad (4.9)$$

onde n é o índice de refração, c a velocidade da luz no vácuo, α o coeficiente de atenuação e $\chi_R^{(3)}$ é a parte real da susceptibilidade de 3ª ordem $\chi_{xxxx}^{(3)}$

E usando as equações (4.2) e (4.3) obtém-se um sistema de quatro equações similares à seguinte:

$$\frac{d}{dz} E_{ijk}(z) = -\frac{\alpha}{2} E_{ijk}(z) + j \frac{2\pi\omega_{ijk}}{n_{ijk}} \{D\chi_{R_{1111}}^{(3)}\} E_i(z) E_j(z) E_k^*(z) \exp(j\Delta\beta_{ijk} \cdot z) \quad (4.10)$$

onde D é o fator de degenerescência que é igual a 3 ou 6 conforme o processo seja não-degenerado ou parcialmente degenerado respectivamente (HILL, 1978) e o índice ijk designa a interação entre as ondas i , j e k de modo que.

$$\omega_{ijk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k \quad (4.11)$$

e $\chi_{R_{1111}}^{(3)}$ se relaciona com $\chi^{(3)}$ da seguinte forma (MINCK, 1966):

$$\chi_{R_{1111}}^{(3)} = \text{Re}\{\chi_{1111}^{(3)}\} = \frac{1}{4} \text{Re}\{\chi_{xxxx}^{(3)}\} \quad (4.12)$$

além disso $\Delta\beta_{ijk}$ é o *fator de descasamento de fase* definido como (STOLEN, 1982; THOMPSON, 1991):

$$\Delta\beta_{ijk} = \beta_i + \beta_j - \beta_k - \beta_{ijk} \quad (4.13)$$

onde β é a constante de propagação. Neste caso, as ondas i e j entregam energia às ondas k e ijk .

4.1.1 Equações acopladas

A partir de agora o desenvolvimento será baseado na amplitude normalizada A que tem a seguinte propriedade:

$$|A| = \sqrt{P} \quad (4.14)$$

onde P é a potência da onda óptica se propagando na fibra diretamente relacionada com o vetor de Poynting ($\mathbf{E} \times \mathbf{H}$).

O valor de A_i se relaciona com o campo E_i através da relação (CANTRELL, 1999):

$$A_i(z) = \sqrt{\frac{cnA_{eff}}{8\pi}} E_i(z) \quad (4.15)$$

onde n é o índice de refração da fibra assumindo que a diferença entre os índices de refração de cada onda é desprezível e $i = 1, 2, 3, 4$.

A equação (4.10) pode então ser expressa como:

$$\frac{d}{dz} A_{ijk}(z) = -\frac{\alpha_{ijk}}{2} A_{ijk}(z) + j\frac{1}{3} D\gamma A_i(z) A_j(z) A_k^*(z) \exp(j\Delta\beta_{ijk} \cdot z) \quad (4.16)$$

onde γ é o coeficiente de não-linearidade da fibra.

O sistema de equações para as quatro ondas participando do processo de FWM pode ser escrito como:

$$\frac{d}{dz} A_i = -\frac{\alpha_i}{2} A_i + j\frac{1}{3} D\gamma A_j^*(z) A_k(z) A_{ijk}(z) e^{-j\Delta\beta_{ijk} \cdot z} \quad (4.17)$$

$$\frac{d}{dz} A_j = -\frac{\alpha_j}{2} A_j + j\frac{1}{3} D\gamma A_i^*(z) A_k(z) A_{ijk}(z) e^{-j\Delta\beta_{ijk} \cdot z} \quad (4.18)$$

$$\frac{d}{dz} A_k = -\frac{\alpha_k}{2} A_k + j\frac{1}{3} D\gamma A_i(z) A_j(z) A_{ijk}^*(z) e^{j\Delta\beta_{ijk} \cdot z} \quad (4.19)$$

$$\frac{d}{dz} A_{ijk} = -\frac{\alpha_{ijk}}{2} A_{ijk} + j\frac{1}{3} D\gamma A_i(z) A_j(z) A_k^*(z) e^{j\Delta\beta_{ijk} \cdot z} \quad (4.20)$$

Aqui as ondas nas frequências ν_i e ν_j transferem energia para as ondas em ν_k e ν_{ijk} . Essas equações serão a base para a análise que segue para o FWM.

4.1.2 Eficiência de FWM

Em (SHIBATA, 1987) a eficiência de FWM é definida como a relação entre a potência real do produto gerado e a potência que o mesmo produto teria se o casamento de fase fosse perfeito ($\Delta\beta_{ijk} = 0$):

$$\eta = \frac{P_{ijk}(L, \Delta\beta)}{P_{ijk}(L, \Delta\beta = 0)} \quad (4.21)$$

Usando a equação (4.21) e uma expressão analítica aproximada para o FWM (BILLINGTON, 1999) consegue-se a seguinte expressão para a eficiência:

$$\eta(L, \Delta\beta) = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (\Delta\beta)^2} \left[1 + \frac{4e^{-\alpha L} \text{sen}^2(\Delta\beta L/2)}{(1 - e^{-\alpha L})^2} \right] \quad (4.22)$$

Da equação (4.22) pode-se perceber que o fator de casamento de fase ($\Delta\beta$) é um dos principais fatores que afetam a eficiência. Para que o fenômeno de FWM ocorra com eficiência suficiente para torná-lo relevante é necessário que $\Delta\beta$ tenha um valor próximo de 0. Uma análise do comportamento do fator de casamento de fase permite que conclusões importantes sejam extraídas.

A constante de propagação β pode ser expandida em série de Taylor em torno de uma determinada frequência ν_0 :

$$\beta(\nu) = \beta(\nu_0) + (\nu - \nu_0) \frac{d\beta}{d\nu}(\nu_0) + \frac{(\nu - \nu_0)^2}{2!} \frac{d^2\beta}{d\nu^2}(\nu_0) + \frac{(\nu - \nu_0)^3}{3!} \frac{d^3\beta}{d\nu^3}(\nu_0) \quad (4.23)$$

onde (SHIBATA, 1987):

$$\frac{d^2\beta}{d\nu^2} = \frac{\lambda^2\pi}{c} D_c(\nu_0) \quad (4.24)$$

$$\frac{d^3\beta}{d\nu^3} = \frac{\lambda^4\pi}{3c^2} \left[\frac{2}{\lambda} D_c(\nu_0) + \frac{dD_c}{d\lambda}(\nu_0) \right] \quad (4.25)$$

e $D_c(\nu_0)$ é a dispersão cromática na frequência ν_0 .

Fazendo as substituições e desenvolvendo a equação (4.13), chega-se à seguinte expressão para $\Delta\beta_{ijk}$:

$$\begin{aligned} \Delta\beta_{ijk} = & \frac{2\pi\lambda_0^2}{c} [(\nu_i - \nu_k)(\nu_j - \nu_k)] D_c(\nu_0) \\ & - \frac{2\pi\lambda_0^3}{c^2} [(\nu_i - \nu_k)(\nu_j - \nu_k)] [(\nu_i - \nu_0) + (\nu_j - \nu_0)] D_c(\nu_0) \\ & - \frac{\pi\lambda_0^4}{c^2} [(\nu_i - \nu_k)(\nu_j - \nu_k)] [(\nu_i - \nu_0) + (\nu_j - \nu_0)] \frac{dD_c}{d\lambda}(\nu_0) \end{aligned} \quad (4.26)$$

A equação (4.26) permite uma análise do comportamento do casamento de fase em relação a dispersão cromática.

Para situações de alta dispersão o primeiro termo é o dominante. Verifica-se que nesse caso é difícil obter uma condição de casamento de fase. Apenas para os casos em que ν_i , ν_j e ν_k estejam muito próximos haverá condições de geração de FWM com eficiência.

O parâmetro $\Delta\nu_{ijk}$ é denominado *separação equivalente* e é definido como (SHIBATA, 1987):

$$\Delta\nu_{ijk} = \sqrt{|\Delta\nu_{ik}| \cdot |\Delta\nu_{jk}|} \quad (4.27)$$

A Figura 4.1 mostra a variação da eficiência η em função de $\Delta\nu_{ijk}$. Pode-se verificar que para valores maiores de dispersão, diminui a separação de frequências para as quais a eficiência é alta.

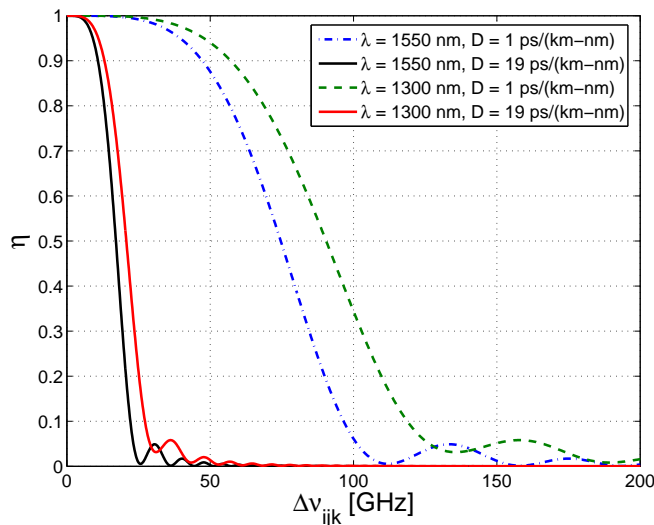


Figura 4.1: Variação da eficiência com a separação equivalente de frequências $\Delta\nu_{ijk}$.

Quando D_c é nulo ou praticamente nulo, a terceira parcela da equação (4.26) passa a ser dominante. Como normalmente essa parcela assume valores pequenos, o fator $\Delta\beta_{ijk}$ mantém-se relativamente pequeno e favorece o casamento de fase e a ocorrência de FWM. A Figura 4.2 mostra o comportamento da eficiência η quando a dispersão é baixa. O parâmetro $\Delta\nu_{M0}$ é definido como (SOTO, 2005):

$$\Delta\nu_{M0} = \frac{\nu_i + \nu_j}{2} - \nu_{ZD} \quad (4.28)$$

e reflete o quanto as frequências geradoras de FWM estão afastadas de ν_{ZD} , onde ν_{ZD} é

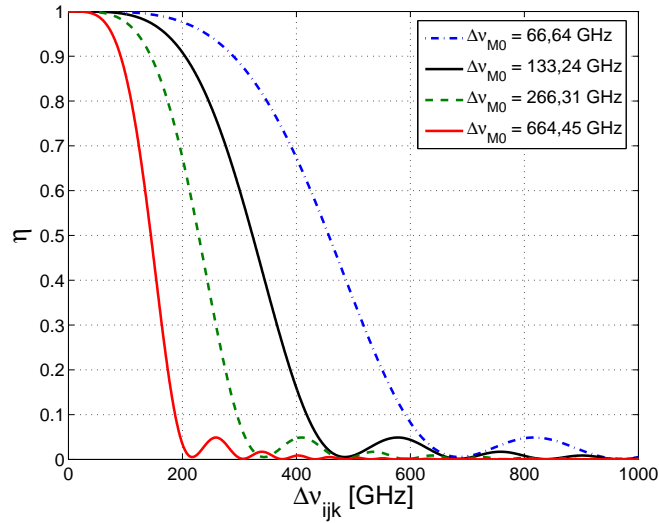


Figura 4.2: Variação da eficiência com a separação equivalente de frequências próximo a dispersão nula.

a frequência para a qual a dispersão cromática é nula de modo que

$$\nu_{ZD} = \frac{c}{\lambda_{ZD}} \quad (4.29)$$

Comprimento de coerência é o comprimento para o qual o produto de FWM gerado atinge a maior amplitude ignorando fenômenos de amplificação (AGRAWAL, 2007). Esse comprimento pode ser calculado partindo-se da equação (4.21) e sabendo-se que o valor máximo ocorre quando o seno é igual a 1 (SOTO, 2005). Sendo assim tem-se:

$$\frac{\Delta\beta L_{coh}}{2} = \frac{\pi}{2} \quad (4.30)$$

$$L_{coh} = \frac{\pi}{\Delta\beta} \quad (4.31)$$

O comprimento de coerência também define o período com o qual os produtos de FWM oscilam ao longo de z . Esse período é igual a $2L_{coh}$.

4.1.3 Efeito da Polarização

O desenvolvimento feito até aqui considera que as ondas participantes do processo de FWM estão paralelamente polarizadas ao longo de um dos eixos próprios de polarização do modo HE_{11} na fibra (E_x por exemplo). Esse, entretanto, é um caso particular difícil

de ocorrer devido às imperfeições na fibra que ocasionam o acoplamento entre os modos de polarização ao longo da propagação.

Um caso mais geral corresponde àquele em que os sinais são despolarizados. Nesse caso, também devem ser consideradas as componentes do vetor polarização \mathbf{P} ao longo de x e y . Disso resulta que o vetor polarização deverá considerar elementos do tensor $\chi^{(3)}$ que contabilizem a interação entre componentes ortogonais do campo elétrico. Tais elementos são $\chi_{1122}^{(3)}$, $\chi_{1212}^{(3)}$ e $\chi_{1221}^{(3)}$ (SOTO, 2005).

Em (INOUE, 1992) é mostrado que para sinais polarizados, a contribuição não-linear do campo elétrico é dada por:

$$|E^{NL}|^2 = 4|\zeta|^2|E_1(0)|^2|E_2(0)|^2|E_3(0)|^2 \quad (4.32)$$

onde

$$\zeta = j \frac{2\pi\omega}{n_0 c} \cdot D \cdot \chi_{1122}^{(3)} \cdot \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha}{2}z\right) \quad (4.33)$$

Para ondas despolarizadas devem ser analisados os casos de FWM não-degenerado e o parcialmente degenerado. Para o caso parcialmente degenerado valor de campo será:

$$|E^{NL}|^2 = 2|\zeta|^2|E_1(0)|^4|E_3(0)|^2 \quad (4.34)$$

E para o caso não degenerado tem-se:

$$|E^{NL}|^2 = \frac{3}{2}|\zeta|^2|E_1(0)|^2|E_2(0)|^2|E_3(0)|^2 \quad (4.35)$$

Com os valores obtidos, pode-se montar uma tabela que relaciona o *fator de polarização* para o FWM, designado por K_{pol} (INOUE, 1992), relacionando as amplitudes de campo para cada caso específico. A tabela 4.1 mostra os valores para cada caso.

Com a utilização do fator K_{pol} , as equações que descrevem a evolução do FWM assumem a seguinte forma:

$$\frac{d}{dz}A_{ijk} = -\frac{\alpha_{ijk}}{2}A_{ijk} + j\gamma\frac{1}{3}K_{pol}D \cdot A_i(z)A_j(z)A_k^*(z)e^{j\Delta\beta_{ijk}\cdot z} \quad (4.36)$$

	Polarização Linear	Polarização Aleatória
Parcialmente Degenerado	1	$\sqrt{1/2}$
Não Degenerado		$\sqrt{3/8}$

Tabela 4.1: Fator de Polarização K_{pol}

4.2 FWM em Sistemas de Comunicação

Como foi visto, o FWM se manifesta pela geração de novas ondas cujas frequências são dadas pela relação $\nu_{ijk} = \nu_i + \nu_j - \nu_k$. É fácil verificar que para uma banda contendo vários canais WDM o produto de FWM entre dois canais pode coincidir com um dos canais existentes provocando interferência.

No caso em que o espaçamento entre canais é uniforme pode haver a coincidência de um produto de FWM com um dos sinais existentes. Supondo um grupo de sinais ν_n onde $n = 1, 2, 3, \dots$ e supondo também que

$$\Delta\nu = \nu_p - \nu_{p-1} \quad (4.37)$$

Pode-se calcular a posição de um novo produto de FWM gerado para um caso não degenerado como segue:

$$\begin{aligned} \nu_{prod} &= \nu_p + \nu_{p+1} - \nu_{p+2} \\ \nu_{prod} &= 2\nu_p + \Delta\nu - (\nu_p + 2\Delta\nu) \\ \nu_{prod} &= \nu_p - \Delta\nu = \nu_{p-1} \end{aligned} \quad (4.38)$$

A equação (4.38) mostra que o produto de FWM cai exatamente sobre um dos canais do WDM (assumindo $p > 1$) causando interferência sobre esse canal.

Na prática, para evitar esse tipo de interferência, os canais WDM devem ser espaçados de maneira não uniforme evitando a coincidência dos espectros. Quando o número de canais num sistema WDM é grande, é necessário utilizar um algoritmo computacional para buscar a melhor alocação dada a banda disponível para o sistema. Esse tipo de procedimento é mais crítico para sistemas DWDM onde o espaçamento entre canais é pequeno e a densidade de potência é alta.

Outro parâmetro importante é a dispersão da fibra. Como visto, as zonas de baixa dispersão favorecem a ocorrência de FWM. Com o intuito de equilibrar a necessidade de baixas dispersões e a ocorrência de fenômenos não lineares dependentes da dispersão (dentre eles o FWM), foram desenvolvidas as fibras com dispersão deslocada não nula (*NZ-DSF*), que apresentam dispersão mais baixa, porém não nula, na banda C.

4.3 Aplicações do FWM

Apesar das dificuldades que o FWM impõe aos sistemas WDM seu uso também pode ter aplicações valiosas para os sistemas ópticos. A seguir são analisadas algumas aplicações do FWM onde o efeito é explorado para a construção de dispositivos úteis aos sistemas ópticos.

4.3.1 Amplificadores Paramétricos

A transferência de energia entre dois comprimentos de onda diferentes devido a FWM pode ser usada na amplificação de sinais ópticos.

Em um amplificador paramétrico, uma ou duas ondas podem ser usadas como bombeios (*pumps*)(correspondendo aos casos degenerado ou não-degenerado respectivamente), uma das ondas participantes é amplificada (sinal ou *signal*) e ainda uma outra é gerada pelo FWM. Essa onda gerada é comumente chamada de *idler wave*.

A largura de banda de um amplificador paramétrico depende diretamente do casamento de fase conseguido ao longo do espectro. Normalmente, é difícil conseguir uma grande largura espectral dentro da qual $\Delta\beta$ se mantenha pequeno. Como visto na seção 4.1.2, ao posicionar um bombeio próximo ao λ_{ZD} , aumenta a separação equivalente para a qual o casamento de fase se mantém.

Atualmente existem fibras altamente não lineares (*HNLF - Highly Non Linear Fiber*) nas quais o parâmetro de não linearidade γ é de 5 a 10 vezes maior que o usual. Tais fibras

podem ser usadas na construção de amplificadores paramétricos concentrados, o que reduz um pouco as limitações quanto a casamento de fase do amplificador.

4.3.2 Conversores de Comprimento de Onda

Em redes ópticas, a conversão de um sinal de um comprimento de onda para outro é importante para permitir que haja flexibilidade no sistema. Especificamente o roteamento óptico muitas vezes necessita da possibilidade de converter o sinal entre dois comprimentos de onda distintos.

A conversão de comprimento de onda utilizando equipamentos de transdução óptico-elétrico têm a desvantagem de limitar a taxa de dados em que a informação pode trafegar. Para taxas de dados superiores a 40Gb/s é necessária a utilização de equipamentos que realizem todo o trabalho no domínio óptico.

Os conversores de comprimento de onda baseados em FWM apresentam a vantagem de não precisarem de trazer o sinal para o domínio elétrico para realizar a conversão. Além disso, a conversão é feita de maneira transparente não havendo a necessidade de demodulação e remodulação do sinal óptico.

O princípio básico de funcionamento dos conversores paramétricos conta que a geração das ondas idler, cuja amplitude é proporcional ao produto do bombeio com o sinal original, pode ser aproveitada em um dispositivo de conversão. Como a conversão ocorre integralmente no domínio óptico, a modulação original é preservada, o que simplifica o sistema.

Para que a conversão possa ocorrer de maneira eficiente são necessários alguns cuidados para manter o casamento de fase. O uso de fibras de dispersão plana favorece que a conversão de frequência ocorra em uma faixa mais larga do espectro. Da mesma forma a operação próximo à região de dispersão nula (λ_{ZD}) favorece o casamento de fase.

Capítulo 5 – FWM em Amplificadores Raman Distribuídos

Um amplificador Raman, por necessitar de altas potências de bombeio em sua operação, pode estar sujeito à ocorrência de outros efeitos não lineares que afetam os bombeios e o desempenho final do amplificador. No caso do FWM, os amplificadores Raman podem ser afetados de duas maneiras: pela produção de novas ondas que podem ter potência suficiente para criar um novo bombeio Raman e pela troca de energia entre os bombeios por amplificação paramétrica. Ambos os fenômenos podem alterar o perfil espectral de ganho esperado para o amplificador.

Uma vez que os bombeios se localizem em uma região de baixa dispersão cromática é necessário que o fenômeno de FWM seja considerado.

Tanto a geração de produtos de FWM como a amplificação paramétrica dependem do casamento de fase (vide seção 4.1.2) para que possam ocorrer de maneira significativa. Em geral, essa condição é satisfeita quando os bombeios se localizam próximos ao comprimento de onda onde a dispersão cromática é nula (λ_{ZD}). Nessa condição pode-se considerar, para os bombeios próximos ao λ_{ZD} , que há um reforço no ganho Raman devido ao processo paramétrico atribuído ao FWM (VANHOLSBECK, 2003).

5.1 Modelos de Amplificação Raman com FWM

Já foi demonstrado (SOTO, 2005) que o efeito da geração de componentes de FWM pelos lasers de bombeamento pode alterar significativamente o espectro de ganho de um amplificador óptico Raman. Estes efeitos devem ser considerados principalmente quando

os comprimentos de onda dos bombeios se localizam em uma região próxima do zero de dispersão cromática da fibra (λ_{ZD}).

Em (BOUTEILLER, 2004) foi apresentado um modelo no qual é desconsiderada a depleção dos bombeios e considerado apenas o caso de bombeios contra-propagantes. Esse modelo consiste em duas etapas. Na primeira são efetuados os cálculos de interação entre as ondas propagantes na direção dos bombeios. O cálculo de FWM é feito nessa etapa e por isso ela é demorada uma vez que é necessário que os cálculos sejam efetuados com um passo de integração da ordem de centímetros. O valor da intensidade dos campos é salva ao longo da execução. Uma vez terminado esse cálculo, o procedimento numérico é feito no sentido oposto, mas agora desprezando o FWM, já que as potências envolvidas são pequenas. Como o FWM não é calculado, o passo de integração pode ser bem maior (da ordem de metros), o que permite que o tempo computacional seja bastante reduzido. Nessa segunda etapa os valores dos campos calculados anteriormente são usados de modo a obter os valores das potências de bombeio e também para contabilizar o espalhamento reverso de Rayleigh. A simulação termina com somente uma seqüência de cálculo em cada direção de propagação, pois a depleção dos bombeios não é considerada. De outro modo, ou seja, se a depleção dos bombeios for contabilizada, esse processo deve ser iterado com a avaliação do erro a cada iteração. É importante notar também que por ocorrer uma única iteração, não é feito o cálculo do duplo espalhamento Rayleigh que não pode ser simulado por esse modelo.

Em (SOTO, 2005) é apresentado um modelo que considera a depleção dos bombeios mas não incorpora o ruído ASE nem sinais contra-propagantes. Esse modelo é resolvido calculando-se os campos em um único sentido de propagação permitindo apenas bombeamento co-propagante. Como não há ondas contra-propagantes e apenas condições iniciais, um método iterativo não se torna necessário.

Apesar da utilidade dos modelos apresentados e da vantagem computacional que eles oferecem para os casos específicos que eles tratam, existem situações em que uma análise mais detalhada é necessária.

Neste trabalho é apresentado um modelo matemático e a modelagem numérica de um

amplificador Raman em que os seguintes efeitos são contabilizados:

- Atenuação;
- Ganho Raman;
- Depleção Raman;
- Espalhamento Rayleigh Reverso;
- Geração de ASE;
- Depleção devida a ASE;
- Geração de produtos de FWM entre os bombeios;
- Ganho paramétrico devido a FWM;
- Depleção devida a FWM; e
- Interação entre ondas co e contra-propagantes.

É importante enfatizar que toda análise relativa ao FWM exposta neste trabalho restringe-se à interação entre bombeios, não sendo contabilizadas as interações bombeio/sinal e sinal/sinal. A justificativa para essa abordagem é que está sendo assumido que os bombeios se localizam na região de dispersão nula (λ_{ZD}) e apenas a interação entre eles é relevante. Já para os cálculos relativos à contribuição do efeito Raman, todas as ondas contidas dentro do espectro de ganho Raman são consideradas indistintamente, sejam sinais, bombeios, ASE ou produtos de FWM.

5.2 Proposta de Modelo para FWM em Amplificadores Raman Distribuídos

Dos modelos analisados, o descrito em (SOTO, 2005) é o que impõe menos simplificações ao amplificador de forma que será o ponto de partida da presente investigação.

Partindo das equações (4.17), (4.18), (4.19) e (4.20) pode-se escrever uma equação que englobe a amplificação paramétrica e a depleção conjuntamente:

$$\begin{aligned} \frac{dA_F(z)}{dz} = & -\frac{\alpha_F}{2}A_F(z) \\ & + j\frac{1}{3}\gamma \sum_{i,j \neq k} K_{pol}[ijk]D_{ijk}A_i(z)A_j(z)A_k^*(z)e^{\Delta\beta_{ijk}z} \\ & + j\frac{1}{3}\gamma \sum_{p,q \neq r} K_{pol}[Fqr]D_{pqr}A_p(z)A_q^*(z)A_r(z)e^{-\Delta\beta_{pqr}z} \end{aligned} \quad (5.1)$$

onde $A_F = \sqrt{P_F}$ é a amplitude normalizada da onda com frequência ν_F , α_F é o coeficiente de atenuação, γ é o coeficiente de não linearidade, K_{pol} é o fator de polarização para o FWM, D o fator de degenerescência e $\Delta\beta_{ijk}$ é o fator de casamento de fase. O primeiro termo do lado direito da equação (5.1) contabiliza as perdas na fibra e os outros dois termos são responsáveis pela interação de FWM.

Os efeitos da amplificação Raman podem ser inseridos tendo em conta que o parâmetro α_F engloba não apenas a atenuação mas também as perdas de outras naturezas como por efeito Raman, por exemplo (AGRAWAL, 2002). Pode-se então reescrever α_F como segue (SOTO, 2005):

$$\alpha_F = \bar{\alpha}_F - \sum_{\nu_m > \nu_F} \frac{g_R}{A_{eff}\Gamma} |A_m(z)|^2 + \sum_{\nu_m < \nu_F} \frac{\nu_F}{\nu_m} \frac{g_R}{A_{eff}\Gamma} |A_m(z)|^2 \quad (5.2)$$

onde g_R é o ganho Raman, A_{eff} a área efetiva da fibra e Γ o fator de polarização Raman.

Efetua-se então a substituição em (5.1). Por comodidade, foi retirada a barra de cima de $\bar{\alpha}_F$ passando α_F a ter novo significado.

$$\begin{aligned} \frac{dA_F(z)}{dz} = & -\frac{\alpha_F}{2}A_F(z) \\ & + A_F(z) \sum_{\nu_m > \nu_F} \frac{g_R}{2A_{eff}\Gamma} |A_m(z)|^2 \\ & - A_F(z) \sum_{\nu_m < \nu_F} \frac{\nu_F}{\nu_m} \frac{g_R}{2A_{eff}\Gamma} |A_m(z)|^2 \\ & + j\frac{1}{3}\gamma \sum_{i,j \neq k} K_{pol}[ijk]D_{ijk}A_i(z)A_j(z)A_k^*(z)e^{\Delta\beta_{ijk}z} \\ & + j\frac{1}{3}\gamma \sum_{p,q \neq r} K_{pol}[Fqr]D_{pqr}A_p(z)A_q^*(z)A_r(z)e^{-\Delta\beta_{pqr}z} \end{aligned} \quad (5.3)$$

A equação (5.3) é um modelo matemático que representa um amplificador Raman com FWM sem simplificações. Nele estão considerados os efeitos de atenuação, ganho Raman,

depleção devida a efeito Raman, geração de produto de FWM, ganho paramétrico e depleção devida a FWM.

Para a utilização da equação (5.3) em um simulador, a mesma será convertida para a forma complexa polar separando em componentes de amplitude e fase. Após algum trabalho algébrico obtém-se o sistema:

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dz}|A_F(z)| = & -\frac{\alpha_F}{2}|A_F| \\
& + \frac{|A_F(z)|}{2} \sum_{\nu_m > \nu_F} \frac{g_R(\nu_F, \nu_m)}{A_{eff}\Gamma} |A_m(z)|^2 \\
& - \frac{|A_F(z)|}{2} \sum_{\nu_m < \nu_F} \frac{\nu_F g_R(\nu_F, \nu_m)}{\nu_m A_{eff}\Gamma} |A_m(z)|^2 \\
& - \frac{1}{3}\gamma \sum_{i,j \neq k} \{ K_{pol}(\nu_i, \nu_j, \nu_k) \cdot D_{ijk} \cdot |A_i(z)||A_j(z)||A_k(z)| \\
& \quad \cdot \text{sen}(\Delta\beta_{ijk}z + \varphi_{ijk}(z)) \} \\
& - \frac{1}{3}\gamma \sum_{p,r \neq q} \{ K_{pol}(\nu_F, \nu_q, \nu_r) \cdot D_{pqr} \cdot |A_p(z)||A_q(z)||A_r(z)| \\
& \quad \cdot \text{sen}(-\Delta\beta_{pqr}z + \varphi_{pqr}(z)) \}
\end{aligned} \tag{5.4}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dz}|\varphi_F(z)| = & \frac{1}{3}\gamma \sum_{i,j \neq k} \{ K_{pol}(\nu_i, \nu_j, \nu_k) \cdot D_{ijk} \cdot \frac{|A_i(z)||A_j(z)||A_k(z)|}{|A_F(z)|} \\
& \quad \cdot \cos(\Delta\beta_{ijk}z + \varphi_{ijk}(z)) \} \\
& + \frac{1}{3}\gamma \sum_{p,r \neq q} \{ K_{pol}(\nu_F, \nu_q, \nu_r) \cdot D_{pqr} \cdot \frac{|A_p(z)||A_q(z)||A_r(z)|}{|A_F(z)|} \\
& \quad \cdot \cos(-\Delta\beta_{pqr}z + \varphi_{pqr}(z)) \}
\end{aligned} \tag{5.5}$$

onde φ_n é a fase associada ao FWM¹ da onda de frequência ν_n .

As equações (5.4) e (5.5) representam a evolução da amplitude e da fase, respectivamente, dos campos propagantes em um amplificador Raman sob a ação de FWM. Esse modelo se presta aos cálculos apenas de amplificadores co-propagantes e para os quais o efeito do ruído possa ser considerado desprezível.

Na prática os sistemas contra-propagantes são um caso importante a ser considerado. Também a geração de ruído ASE e o duplo espalhamento Rayleigh não raro precisam ser

¹A fase aqui mencionada é diferente da fase decorrente da propagação da onda eletromagnética harmônica ao longo de um material e à qual é associada uma *velocidade de fase*. A fase do FWM se manifesta no espaço e não no tempo.

levados em consideração. Esse novo cenário, mais geral, já foi estudado e modelos matemáticos adequados foram desenvolvidos (KIDORF, 1999; LIU, 2003a,b), porém nenhum contabiliza a ocorrência de FWM.

A seguir será proposto um modelo que visa cobrir as lacunas descritas. O objetivo é permitir que por um único modelo seja possível simular um amplificador Raman sob o efeito de FWM entre os lasers de bombeio e que englobe os a geração de ASE e o duplo espalhamento Rayleigh além de permitir o cálculo em qualquer sentido de propagação.

Da equação (3.17) (LIU, 2003a) pode-se extrair os termos de espalhamento reverso de Rayleigh e ASE:

$$\left. \frac{dP_i^\pm}{dz} \right|_\eta = \pm \eta_i P_i^\mp(z) \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{dP_i^\pm}{dz} \right|_{ASE} &= \pm h\nu_i \sum_{\nu_m > \nu_i} \frac{g_R(\nu_m - \nu_i)}{A_{eff}\Gamma} [P_m^\pm + P_m^\mp] \\ &\quad \cdot \left[1 + \left(e^{\frac{h(\nu_m - \nu_i)}{kT}} - 1 \right)^{-1} \right] \Delta\nu \\ &\mp 2h\nu_i P_i^\pm \sum_{\nu_m < \nu_i} \frac{\nu_i}{\nu_m} \frac{g_R(\nu_i - \nu_m)}{A_{eff}\Gamma} \\ &\quad \cdot \left[1 + \left(e^{\frac{h(\nu_i - \nu_m)}{kT}} - 1 \right)^{-1} \right] \Delta\mu \end{aligned} \quad (5.7)$$

onde η é o coeficiente de espalhamento Rayleigh reverso, h é a constante de Planck, k a constante de Boltzmann e T a temperatura absoluta. Os fatores $\Delta\nu$ e $\Delta\mu$ são pequenos intervalos espectrais nos quais ocorrem a geração e a depleção devida a ASE, respectivamente.

Pode-se então completar o modelo de amplificação Raman inserindo os efeitos não considerados em (5.2), sejam eles: geração de ASE e espalhamento reverso de Rayleigh.

Como o FWM é usualmente estudado em termos de amplitude, é necessária a conversão dos termos (5.6) e (5.7), inerentes ao efeito Raman que é normalmente tratado em potência, para poder utilizá-los.

Admitindo que:

$$\frac{dP}{dz} = f(P, z) \quad (5.8)$$

e lembrando que $|A| = \sqrt{P}$, pode-se aplicar a regra da cadeia para chegar à relação:

$$\frac{d|A|}{dz} = \frac{1}{2|A|} f(|A|^2, z) \quad (5.9)$$

Ou seja, é possível obter o comportamento da amplitude dado o comportamento da potência.

Então, usando os termos descritos por (5.6) e (5.7) e aplicando-se a equação (5.9), obtém-se um modelo que agrega ASE e espalhamento Rayleigh ao cálculo de FWM.

Para completar o modelo é preciso também considerar o caráter bidirecional do ganho Raman e a existência de sinais se propagando nos dois sentidos da fibra. Considerando-se esse fato, é preciso somar as contribuições co e contra-propagantes de cada sinal ($P^+ + P^-$) em um determinado ponto ao longo do eixo de propagação da onda para calcular corretamente o ganho e a depleção Raman. A característica bidirecional do problema é evidenciada pela atribuição de sinais adequados para as ondas em cada sentido de propagação. Com tudo isso levado em consideração, chega-se ao seguinte sistema de equações para a propagação:

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dz}|A_F^\pm(z)| &= \mp \frac{\alpha_F}{2}|A_F^\pm(z)| \pm \frac{\eta_F}{2|A_F^\pm(z)|}|A_F^\mp(z)|^2 \\
&\pm \frac{|A_F^\pm(z)|}{2} \sum_{\nu_m > \nu_F} \frac{g_R(\nu_F, \nu_m)}{A_{eff}\Gamma} (|A_m^\pm(z)|^2 + |A_m^\mp(z)|^2) \\
&\mp \frac{|A_F^\pm(z)|}{2} \sum_{\nu_m < \nu_F} \frac{\nu_F}{\nu_m} \frac{g_R(\nu_F, \nu_m)}{A_{eff}\Gamma} (|A_m^\pm(z)|^2 + |A_m^\mp(z)|^2) \\
&\pm \frac{h\nu_F}{2|A_F^\pm(z)|} \sum_{\nu_m > \nu_F} \frac{g_R(\nu_F, \nu_m)}{A_{eff}\Gamma} (|A_m^\pm(z)|^2 + |A_m^\mp(z)|^2) \\
&\quad \cdot \left[1 + (e^{\frac{h(\nu_m - \nu_F)}{kT}} - 1)^{-1} \right] \Delta\nu \\
&\mp h\nu_F \cdot |A_F^\pm(z)| \sum_{\nu_m < \nu_F} \frac{\nu_F}{\nu_m} \frac{g_R(\nu_F, \nu_m)}{A_{eff}\Gamma} \\
&\quad \cdot \left[1 + (e^{\frac{h(\nu_F - \nu_m)}{kT}} - 1)^{-1} \right] \Delta\mu \\
&\mp \frac{1}{3}\gamma \sum_{i,j \neq k} \{ K_{pol}(\nu_i, \nu_j, \nu_k) \cdot D_{ijk} \cdot |A_i^\pm(z)||A_j^\pm(z)||A_k^\pm(z)| \\
&\quad \cdot \text{sen}(\Delta\beta_{ijk}z + \varphi_{ijk}^\pm(z)) \} \\
&\mp \frac{1}{3}\gamma \sum_{p,r \neq q} \{ K_{pol}(\nu_F, \nu_q, \nu_r) \cdot D_{pqr} \cdot |A_p^\pm(z)||A_q^\pm(z)||A_r^\pm(z)| \\
&\quad \cdot \text{sen}(-\Delta\beta_{pqr}z + \varphi_{pqr}^\pm(z)) \}
\end{aligned} \tag{5.10}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dz}\varphi_F^\pm(z) &= \frac{1}{3}\gamma \sum_{i,j \neq k} \{ K_{pol}(\nu_i, \nu_j, \nu_k) \cdot D_{ijk} \cdot \frac{|A_i^\pm(z)||A_j^\pm(z)||A_k^\pm(z)|}{|A_F^\pm(z)|} \\
&\quad \cdot \cos(\Delta\beta_{ijk}z + \varphi_{ijk}^\pm(z)) \} \\
&+ \frac{1}{3}\gamma \sum_{p,r \neq q} \{ K_{pol}(\nu_F, \nu_q, \nu_r) \cdot D_{pqr} \cdot \frac{|A_p^\pm(z)||A_q^\pm(z)||A_r^\pm(z)|}{|A_F^\pm(z)|} \\
&\quad \cdot \cos(-\Delta\beta_{pqr}z + \varphi_{pqr}^\pm(z)) \}
\end{aligned} \tag{5.11}$$

onde a equação (5.10) caracteriza o comportamento da amplitude e a equação (5.11) responde pela evolução da fase. Os superíndices + e - indicam a propagação no sentido co e contra-propagante, respectivamente. α é o coeficiente de atenuação, η o coeficiente de espalhamento reverso de Rayleigh, g_R é o ganho Raman, A_{eff} a área efetiva, Γ o fator de polarização Raman, h é a constante de Planck, k é a constante de Boltzmann, T a temperatura absoluta, γ é o coeficiente de não linearidade, K_{pol} o fator de polarização devido a FWM, D o fator de degenerescência e $\Delta\beta_{ijk}$ o fator de casamento de fase.

Na equação (5.10), o primeiro termo do lado direito dá a perda na fibra e o segundo a

parcela refletida devido ao espalhamento reverso de Rayleigh. O terceiro termo responde pelo ganho Raman nos comprimentos de onda maiores, o quarto responde pela depleção dos comprimentos de onda menores, o quinto dá a geração de ruído ASE com o fator térmico, o sexto é a perda de potência devido à geração de ruído ASE e finalmente o sétimo e oitavo termos são responsáveis pelo FWM.

O modelo descrito pelas equações (5.10) e (5.11) é inovador por não fazer simplificações de qualquer natureza para os cálculos do amplificador e englobar os principais efeitos causadores de ruído em um amplificador Raman e incluir o FWM. Além disso, o modelo permite o cálculo de configurações arbitrárias de bombeio podendo até mesmo simular configurações com bombeios bidirecionais.

5.3 Resolução Numérica do Modelo Proposto

Uma vez definido o modelo matemático, foi desenvolvida uma rotina computacional que permite efetuar os cálculos desejados. A rotina é composta de três etapas principais:

- Leitura de dados de entrada e inicialização do simulador;
- Cálculo de propagação dos campos no amplificador; e
- Saída de dados dos campos calculados.

A Figura 5.1 mostra o fluxo de execução envolvendo essas três etapas de maneira mais detalhada.

5.3.1 Inicialização do Simulador

O primeiro passo da simulação é a obtenção dos dados que configuram o simulador. Obtem-se os parâmetros da fibra como perfil de atenuação, ganho Raman, dispersão, coeficiente de não linearidade, etc. Em seguida são carregados os valores de potência e

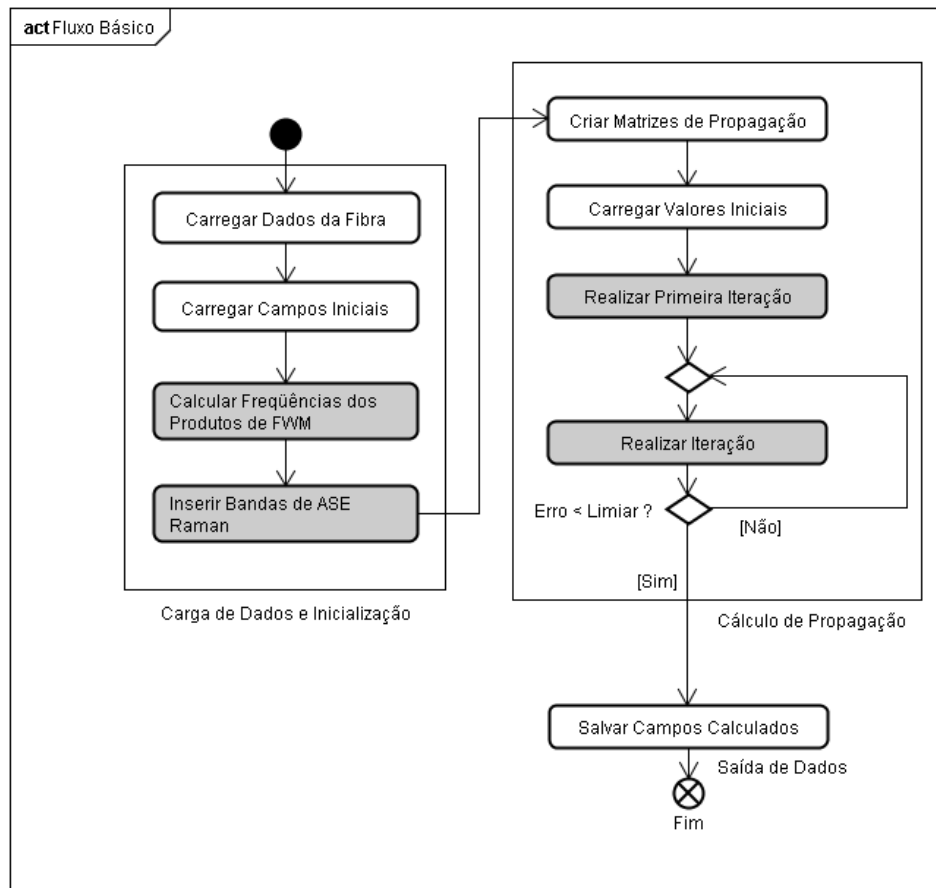


Figura 5.1: Fluxo de execução do software de simulação. As caixas em cinza representam as etapas em que ocorre algum tipo de processamento referente ao modelo.

comprimento de onda de sinais e bombeios. Outros valores também são obtidos como o erro máximo aceito, o número de passos de integração, etc.

Após a carga inicial é possível calcular o comprimento de onda exato de cada componente de FWM gerada. A seguinte equação é usada:

$$\nu_{ijk} = \nu_i + \nu_j - \nu_k \quad (5.12)$$

onde ν_{ijk} é a frequência do produto de FWM devido às ondas com frequência ν_i , ν_j e ν_k . Neste trabalho i , j e k são índices que denotam apenas os bombeios. Para determinar a posição espectral de todos os produtos de FWM, devem ser considerados os casos parcialmente degenerados ($i = j$) e não degenerados. Ou seja, deve-se calcular ν_{ijk} para todos os arranjos de bombeios tomados 2 a 2 (caso parcialmente degenerado) e 3 a 3 (caso não degenerado) sendo que, para o caso não degenerado, devem ser descontadas as permutações de i e j . Sendo $A_{n,p}$ o número de arranjos de n elementos tomados p a p e

P_m o número de permutações de m elementos, o número de produtos gerados é dado por:

$$M = \frac{A_{n,3}}{P_2} + A_{n,2} = \frac{n!}{2!(n-3)!} + \frac{n!}{(n-2)!} \quad (5.13)$$

onde M é o número de produtos gerados, e n é o número de bombeios. O desenvolvimento da equação (5.13) resulta na seguinte expressão para o número de produtos gerados:

$$M = \frac{n^3 - n^2}{2} \quad (5.14)$$

Para a definição das combinações específicas a serem usadas foi escrito um pequeno gerador de combinações com o qual as frequências de todos os produtos pode ser determinada. Essas frequências são depois convertidas em comprimentos de onda para uso no simulador.

Uma vez conhecidas as posições do espectro onde há produtos de FWM, as bandas de ASE podem ser inseridas. Para essa inserção são definidos o intervalo em que a ASE ocorre e a largura de cada banda de ASE. A partir daí cada banda é inserida sequencialmente a partir do limite mínimo até o limite máximo da banda total de ASE de modo a não coincidir com sinais, bombeios ou produtos de FWM os quais terão sua própria parcela de ASE.

Após a inserção das bandas de ASE todas as ondas que devem propagar são conhecidas e a simulação pode ser iniciada.

5.3.2 Cálculo de Propagação

Para resolver o modelo é utilizado um método iterativo de relaxação (PRESS, 1986) que por sua vez resolve as equações diferenciais através do método de Runge Kutta de 4ª ordem.

Na Figura 5.1, a caixa designada por **Cálculo de Propagação** mostra o processo de cálculo.

Método de Relaxação

O método de relaxação é um método de solução de problemas de condições de fronteira que pode ser utilizado no caso de haver condições a serem satisfeitas nos dois extremos da fibra.

Esse método consiste na solução das equações com condições iniciais em $z = 0$ utilizando valores inicialmente nulos para os campos contra-propagantes. Os resultados do cálculo são salvos para cada z . A seguir é calculada a propagação no sentido oposto usando as condições iniciais em $z = L$, sendo que, a partir desse ponto, utilizam-se os valores calculados em cada ponto da fibra no passo anterior para os campos contra-propagantes.

Cada vez que os campos são computados nos dois sentidos e um ciclo se completa, o erro é calculado e comparado com o limiar desejado. Enquanto o erro estiver acima do limiar, o algoritmo continua a execução. Uma vez que o erro seja menor que o limiar, as iterações param e os dados podem ser salvos.

Na Figura 5.1, as etapas **Realizar Primeira Iteração** e **Realizar Iteração** representam, cada uma, um ciclo de cálculo nos dois sentidos de propagação e correspondem a uma iteração do algoritmo. Cada iteração realiza então os cálculos no sentido progressivo (de 0 a L), salvando os resultados na matriz progressiva e usando os dados contidos na matriz regressiva para os campos contra propagantes, e em seguida no sentido regressivo (de L a 0), sendo que dessa vez os dados são salvos na matriz regressiva e os campos contra propagantes estão na matriz progressiva. A primeira iteração deve ser realizada de maneira distinta pois sem ela não há como calcular o erro e por isso mesmo, excepcionalmente ao final da primeira iteração, o erro não é avaliado.

Método de Runge-Kutta

O método de relaxação, descrito na seção 5.3.2, deve se utilizar de um método de solução de equações diferenciais com valor inicial para efetuar os cálculos. As simulações deste trabalho foram obtidas pelo uso do método de Runge-Kutta de quarta ordem que será

brevemente explicado a seguir.

Os métodos numéricos explícitos para solução de problemas de valor inicial, basicamente derivam da seguinte formulação matemática: Seja uma equação diferencial da seguinte forma:

$$y'(x) = f(x, y) \quad (5.15)$$

Conhecido o valor da função em um ponto a , pode-se obter o valor da mesma no ponto b por integração:

$$\int_a^b y'(x)dx = y(b) - y(a) = \int_a^b f(x, y)dx \quad (5.16)$$

e reordenando

$$y(b) = y(a) + \int_a^b f(x, y)dx \quad (5.17)$$

que também pode ser escrito da seguinte forma:

$$y(x + \Delta x) = y(x) + \int_x^{x+\Delta x} f(x, y)dx \quad (5.18)$$

A forma mais simples de avaliar a integral em (5.18) é aproximar $f(x, y)$ por constantes. Essa aproximação corresponde ao método de *Euler*.

O método de Runge-Kutta de quarta ordem procura fazer uma estimativa melhor para a derivada da função desejada no intervalo através da avaliação do ponto médio do intervalo e do fim do intervalo além do ponto inicial. Com isso consegue-se uma precisão melhor para uma grande gama de situações. O método de Runge-Kutta (4ª ordem) avalia a integral pelo seguinte cálculo:

$$\int_x^{x+\Delta x} f(x, y)dx = \frac{k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4}{6} \quad (5.19)$$

onde

$$k_1 = \Delta x \cdot f(x, y) \quad (5.20)$$

$$k_2 = \Delta x \cdot f\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y + \frac{k_1}{2}\right) \quad (5.21)$$

$$k_3 = \Delta x \cdot f\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y + \frac{k_2}{2}\right) \quad (5.22)$$

$$k_4 = \Delta x \cdot f(x + \Delta x, y + k_3) \quad (5.23)$$

5.3.3 Saída de Dados

Uma vez concluída a simulação propriamente dita os dados podem ser armazenados para análise posterior. Os dados deste trabalho são salvos em formato de texto ASCII compatível com vários softwares de análise de dados (MATLAB, Origin, etc.).

Para garantir a estabilidade numérica, a massa de dados gerada pode ser consideravelmente grande dependendo da simulação. Por isso é dada a opção de salvar os dados das matrizes de maneira parcial (a cada 10 ou 20 passos de integração por exemplo). Isso permite boa visualização de vários parâmetros de interesse sem a necessidade de salvar arquivos de dados da ordem de 1 GB de tamanho.

5.3.4 Considerações Acerca do Modelo Computacional

Existem algumas abordagens para a inclusão da ASE no modelo. Uma das opções é calcular separadamente a ASE sem jamais somá-las com bombeios, sinais e FWM. Neste trabalho a abordagem usada foi a de considerar que cada onda sofre todas as influências do efeito Raman e a parcela útil da onda é somada ao ruído. Essa abordagem é coerente com a medição realizada em um analisador de espectro óptico e suficiente para as análises que vêm a seguir, uma vez que os níveis de ruído serão mantidos baixos.

Embora o modelo comporte ondas nos dois sentidos de propagação, o FWM só é calculado entre ondas co-propagantes (seja no sentido progressivo ou regressivo). Neste trabalho não é tratado do caso do FWM gerado por ondas contra propagantes.

A modelagem de dados de entrada para o simulador permite a determinação de quais ondas são consideradas bombeios ou sinais para o simulador. A partir dessa identificação é possível calcular o FWM apenas entre bombeios, apenas entre sinais ou entre todas as ondas. Apesar dessa possibilidade, esse trabalho analisará apenas o caso de FWM entre bombeios, conforme mencionado anteriormente.

5.3.5 Limitações

Como o modelo proposto resolve completamente as equações de propagação sem qualquer tipo de simplificação, existem limitações a cargo do ambiente computacional disponível. Para um sistema com processador de 32 bits e sistema operacional Windows Vista tem-se uma limitação de 2GB (podendo, através de configurações, chegar a 3GB) para a memória disponível para aplicações (MICROSOFT INC, 2011). Nesse caso, se a simulação exigir mais memória, será necessário fazer esquemas para salvar os dados em disco, o que degrada enormemente o tempo de cálculo. Além disso, sistemas de 32 bits normalmente possuem um limite natural de 4GB de memória alocável (é possível aumentar esse limite, mas depende de hardware adequado).

A memória utilizada pelo simulador é consumida principalmente pelas matrizes de propagação do método numérico. Uma estimativa da memória necessária para o cálculo é dada pela equação (5.24):

$$\text{mem} = n_p \cdot n_s \cdot 32\text{B} \quad (5.24)$$

onde n_p é o número de passos para resolver o Runge Kutta, ou seja, a discretização do comprimento do amplificador ao longo de z , n_s é o número de ondas se propagando na fibra (sinais + bombeios + fwm + bandas de ASE). 32B (bytes) é a menor quantidade de memória teórica necessária para as matrizes (juntas) e correspondem a 8B (floating point de precisão dupla), multiplicado por 2 para a fase e multiplicado por 2 novamente para a matriz contra-propagante.

Existe então um compromisso entre o tamanho do passo de integração (que afeta o número de passos) e a quantidade de ondas se propagando na fibra. A simulação deve então obedecer à regra (5.25) para executar integralmente sobre a memória.

$$n_p \cdot n_s < \frac{\text{mem}_{max}}{32\text{B}} \quad (5.25)$$

onde mem_{max} é a memória máxima disponível para a simulação.

Uma alternativa viável atualmente é o uso de sistemas de 64 bits que tem um limite de endereçamento teórico de 16EB (exa bytes = 2^{60} bytes). Naturalmente, as memórias disponíveis atualmente são bem menores que esse limite, passando então o limite real a

ser determinado pela quantidade de memória instalada.

5.4 Impacto de FWM em Amplificadores Raman Distribuídos

A seguir serão apresentadas algumas simulações com o objetivo de demonstrar a influência do FWM na amplificação Raman. Essa análise foi feita de acordo com os dados e condições estabelecidos em (SOTO, 2005) e servirá também de validação para o modelo aqui proposto.

Inicialmente, será analisado um amplificador no qual as únicas influências são a atenuação e a interação Raman entre as ondas envolvidas. O amplificador tem bombeios e sinais descritos pelas tabelas 5.1 e 5.2 respectivamente. Além disso, $L = 50$ km, $\gamma = 0,003$ $W^{-1}m^{-1}$ e $A_{eff} = 58$ μm^2 . A Figura 5.2 mostra o ganho Raman e a atenuação da fibra usada na simulação.

	λ (nm)	P(mW)
1	1420,28	160,93
2	1438,14	92,24
3	1463,52	99,61

Tabela 5.1: Bombeios: comprimentos de onda e potências.

λ (nm)	1540, 1541, ..., 1559
P(mW)	0,5

Tabela 5.2: Sinais: comprimentos de onda e potências.

Na Figura 5.3 é mostrado o espectro de saída quando não é considerado o FWM. É possível ver que a resposta na saída do amplificador é praticamente plana, com ripple menor que 0,25 dB. Isso ocorre porque os valores dos bombeios foram escolhidos de maneira a apresentar uma banda plana na região dos sinais. Na Figura 5.3a é apresentada uma comparação do resultado obtido com o obtido em (SOTO, 2005). A Figura 5.3b mostra o espectro obtido na simulação incluindo os bombeios residuais.

Para verificar o efeito de FWM serão analisadas situações em que o λ_{ZD} maximize o efeito

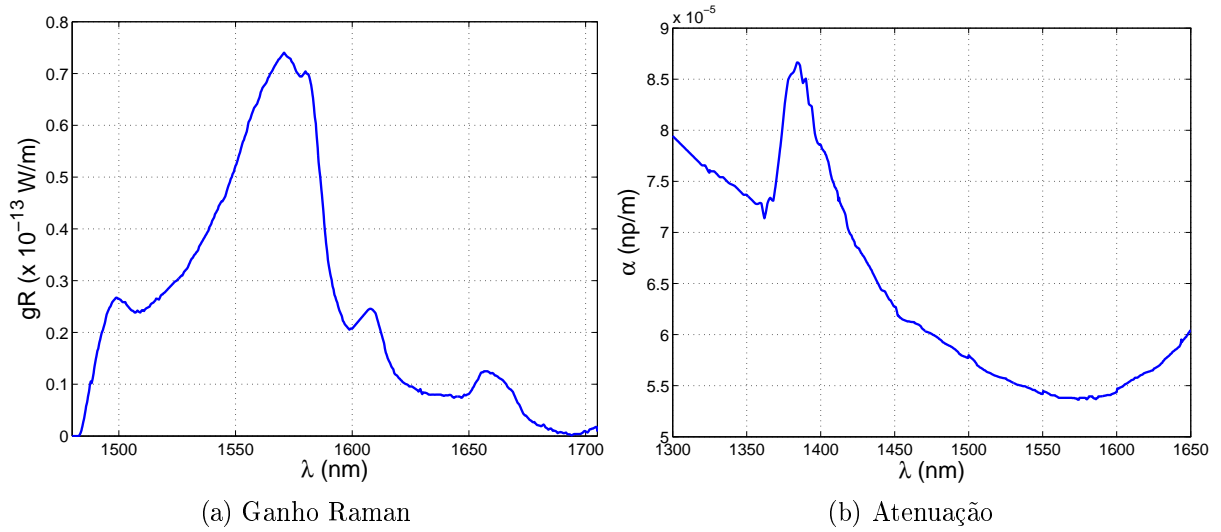


Figura 5.2: Características da fibra SMF-28.

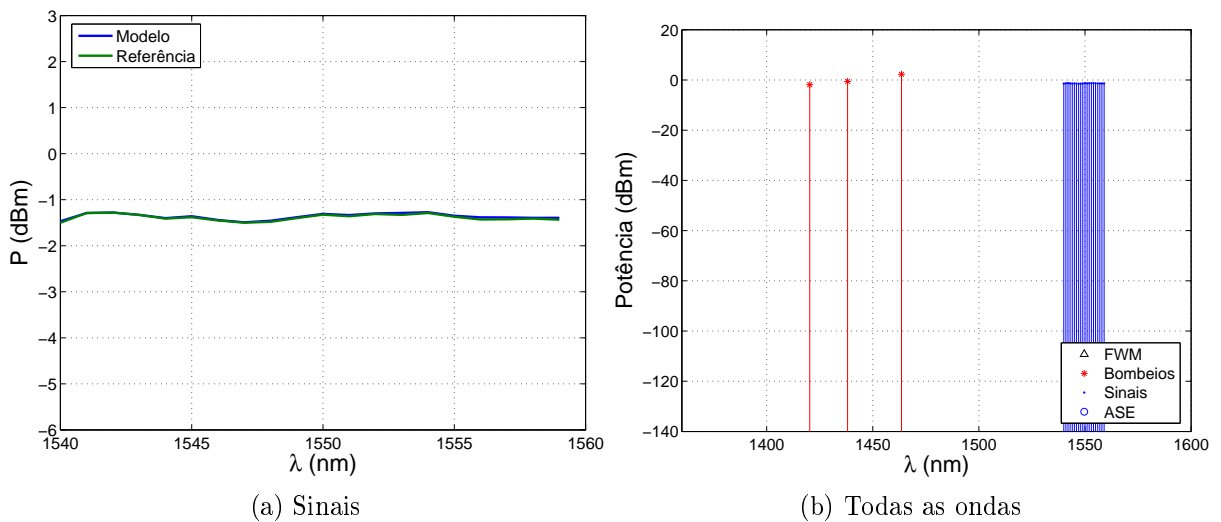


Figura 5.3: Espectros de saída sem FWM.

de FWM. Isso ocorre quando um dos bombeios coincide com o λ_{ZD} ou quando o λ_{ZD} se encontra no ponto médio entre dois bombeios. Daí resultam os seguintes valores para λ_{ZD} : 1420,28 nm, 1429,15 nm, 1438,14 nm, 1441,58 nm, 1450,72 nm e 1463,52 nm.

A Figura 5.4 mostra o espectro de saída de um amplificador Raman em uma fibra cujo λ_{ZD} é igual a 1420,28 nm. Neste caso, o bombeio localizado em 1420,28 nm funciona como fonte de potência para o processo paramétrico e entrega energia para os outros bombeios, além de gerar duas novas ondas em comprimentos de onda menores. É possível observar a forte depleção do primeiro bombeio quando comparado ao caso sem FWM

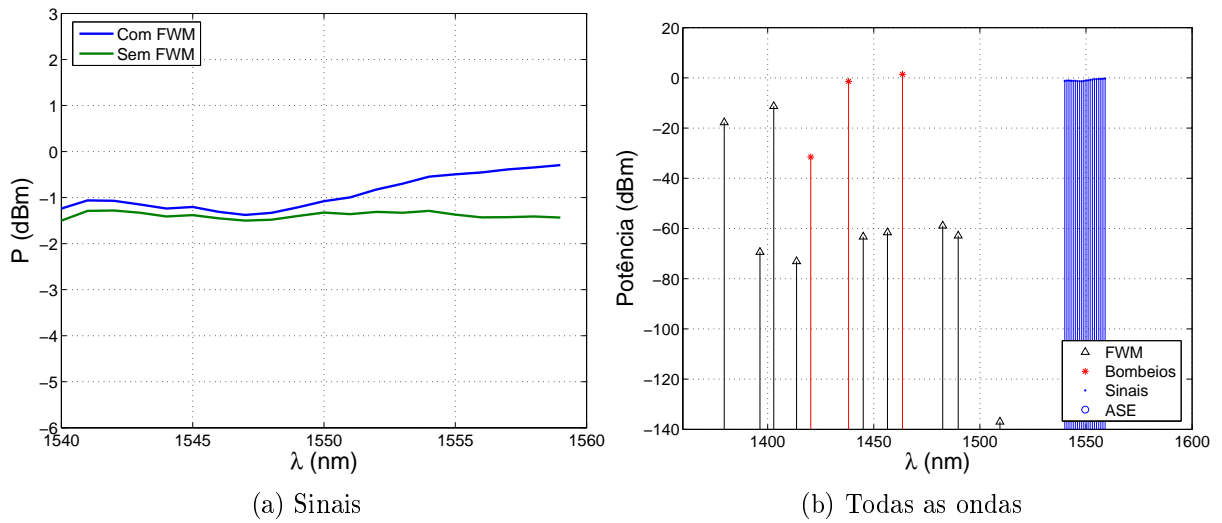


Figura 5.4: Espectros de saída com FWM ($\lambda_{ZD} = 1420,28$ nm).

dados pela Figura 5.3. As novas ondas geradas provocam reforço do ganho Raman nos comprimentos de onda menores na região dos sinais, da mesma forma que bombeios 2 e 3, por terem sofrido amplificação paramétrica, favorecem a amplificação mais intensa dos comprimentos de onda maiores. A forte depleção do bombeio 1 pode também ser explicada pelo fato do mesmo participar de um processo degenerado no qual ele interage por FWM com os outros dois bombeios gerando duas novas ondas (*idler*).

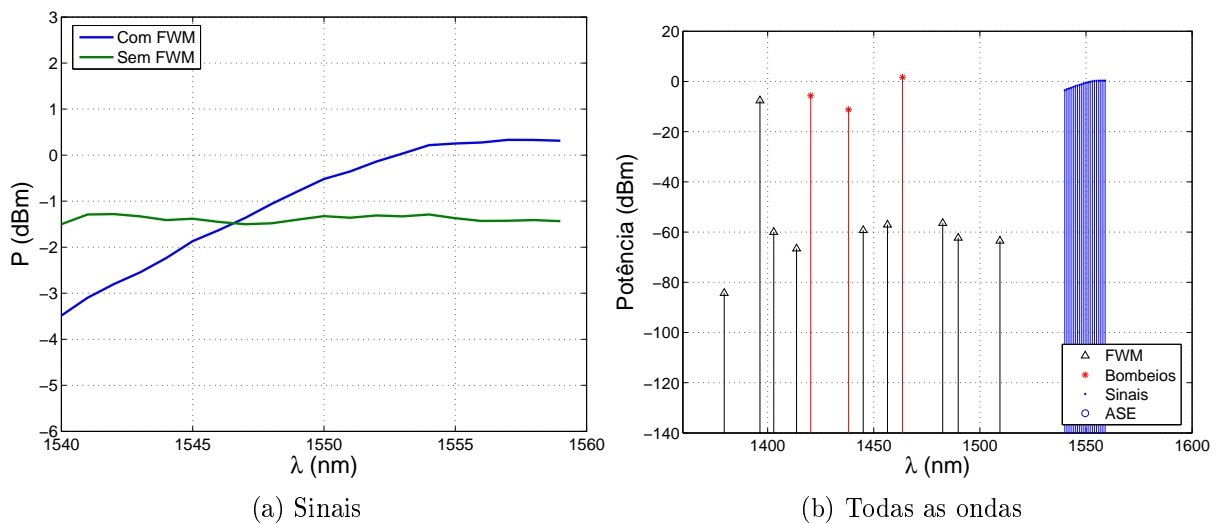


Figura 5.5: Espectros de saída com FWM ($\lambda_{ZD} = 1429,15$ nm).

Analisando a Figura 5.5, pode-se observar um caso de geração de FWM não degenerado, estando o λ_{ZD} a meia distância entre os bombeios 1 e 2, ou seja, $\lambda_{ZD} = 1429,15$ nm. Neste caso, a geração ocorre entre os 3 bombeios simultaneamente e um novo produto é gerado

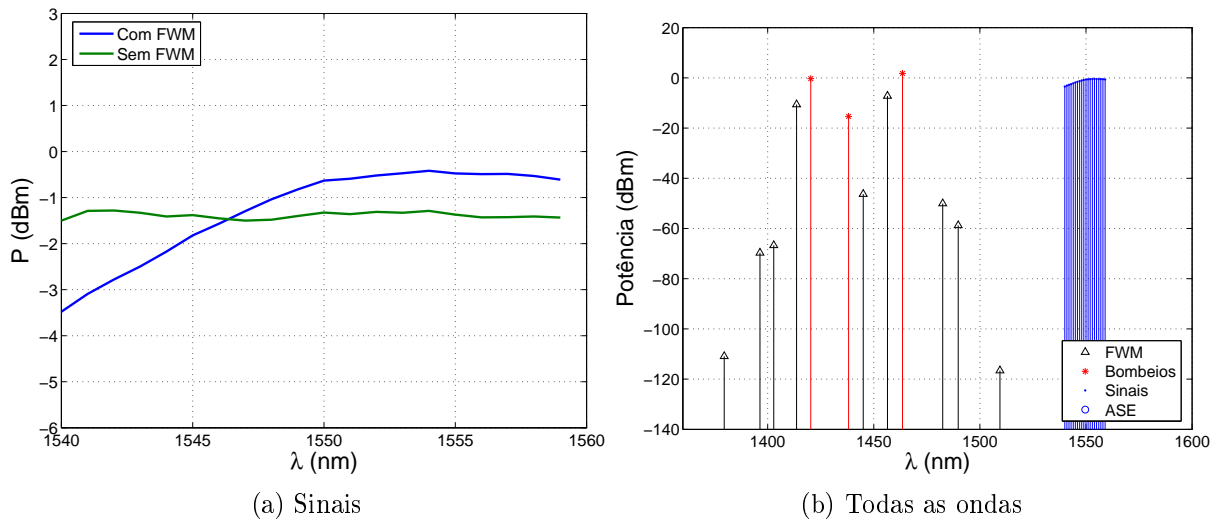


Figura 5.6: Espectros de saída com FWM ($\lambda_{ZD} = 1438,14$ nm).

com eficiência significativa em um comprimento de onda mais baixo. Nesta configuração os bombeios 1 e 2 fornecem energia ao bombeio 3 e à onda *idler* gerada. O resultado dessa interação é o aumento do ganho dos canais de maior comprimento de onda, enquanto os canais mais baixos sofrem perda de potência, já que agora os bombeios responsáveis por essa região do espectro perdem mais energia devido ao efeito de FWM.

Na Figura 5.6, o λ_{ZD} é igual a 1438,14 nm. É observado um pequeno aumento no ganho dos comprimentos de onda superiores em relação ao caso com $\lambda_{ZD} = 1429,15$ nm. A pequena mudança no ganho se deve à reconfiguração da potência entre os produtos de FWM gerados que agora são dois e se concentram mais próximo à faixa dos bombeios originais.

A Figura 5.7, com $\lambda_{ZD} = 1441,58$ nm, mostra o caso com o mais alto ripple entre todos os casos simulados. O ripple de aproximadamente 7 dB ocorre porque o bombeio 2 e o produto FWM gerado são os bombeios dominantes nos primeiros 10 a 15 km da fibra. A Figura 5.8 mostra, além disso, que os bombeios 1 e 3 são fortemente depletados devido ao processo paramétrico e por isso têm pouca influência no início do amplificador.

Na Figura 5.9, o λ_{ZD} tem o valor de 1450,72 nm. Nesse caso, o produto de FWM gerado estimula a amplificação dos comprimentos de onda mais altos, enquanto a depleção dos bombeios 2 e 3 provoca uma perda no ganho para os comprimentos de onda mais curtos.

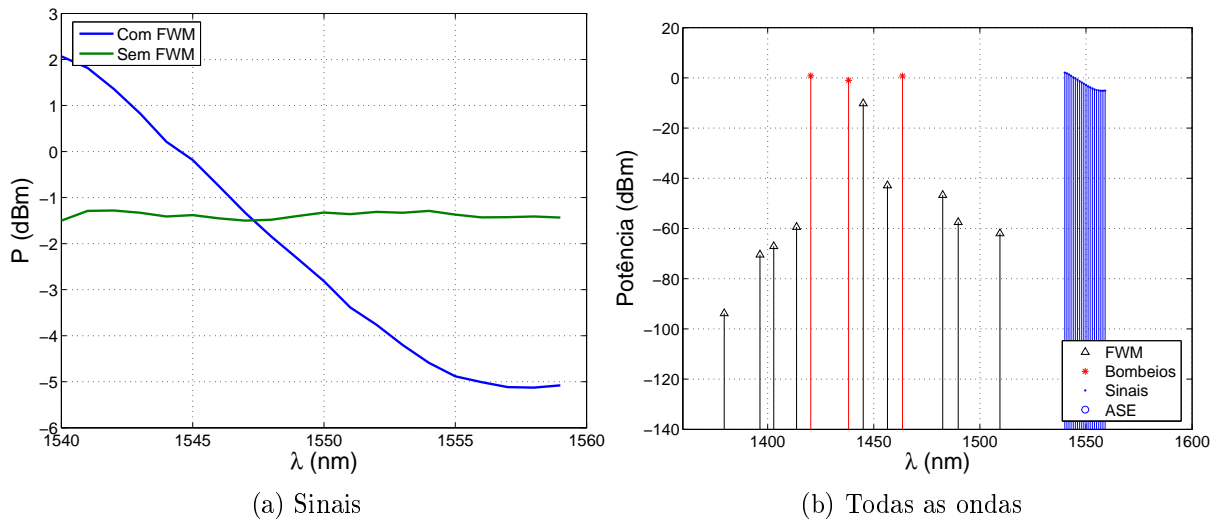


Figura 5.7: Espectros de saída com FWM ($\lambda_{ZD} = 1441,58$ nm).

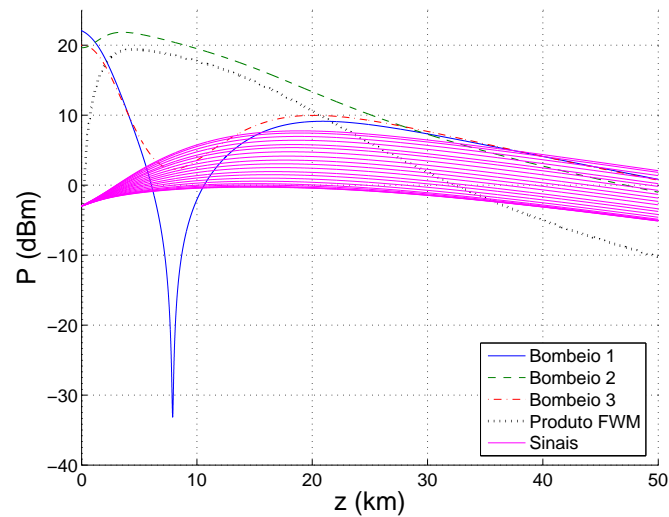


Figura 5.8: Propagação ao longo da fibra com $\lambda_{ZD} = 1441,58$ nm.

Finalmente na Figura 5.10 ($\lambda_{ZD} = 1463,52$ nm), grande parte da energia dos bombeios é transferida para os dois produtos de FWM gerados próximo à região de 1500 nm. Isso faz com que o ganho geral do amplificador caia na banda C para a qual ele foi originalmente projetado.

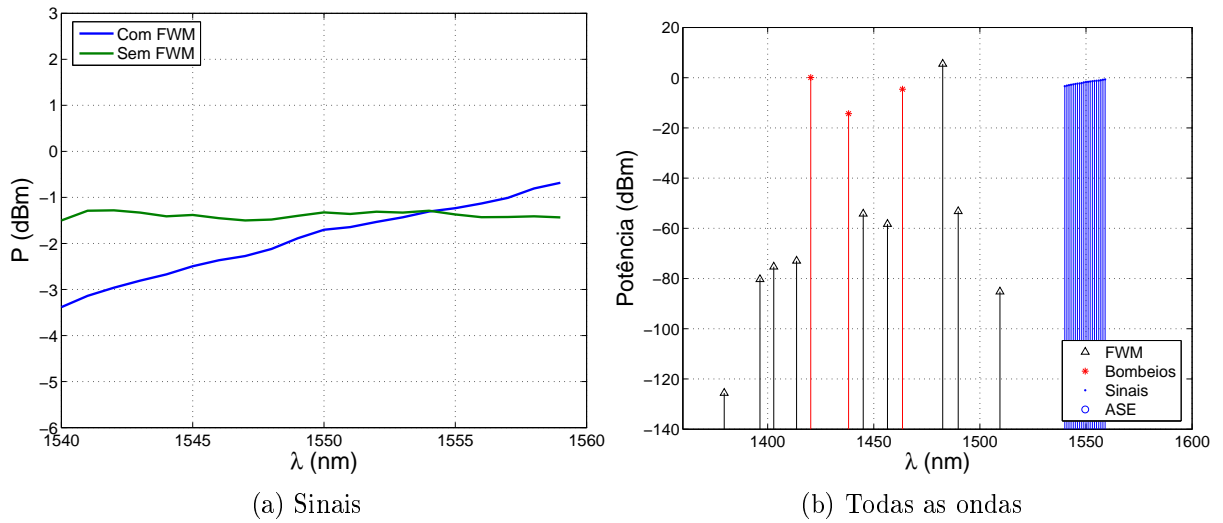


Figura 5.9: Espectros de saída com FWM ($\lambda_{ZD} = 1450,72$ nm).

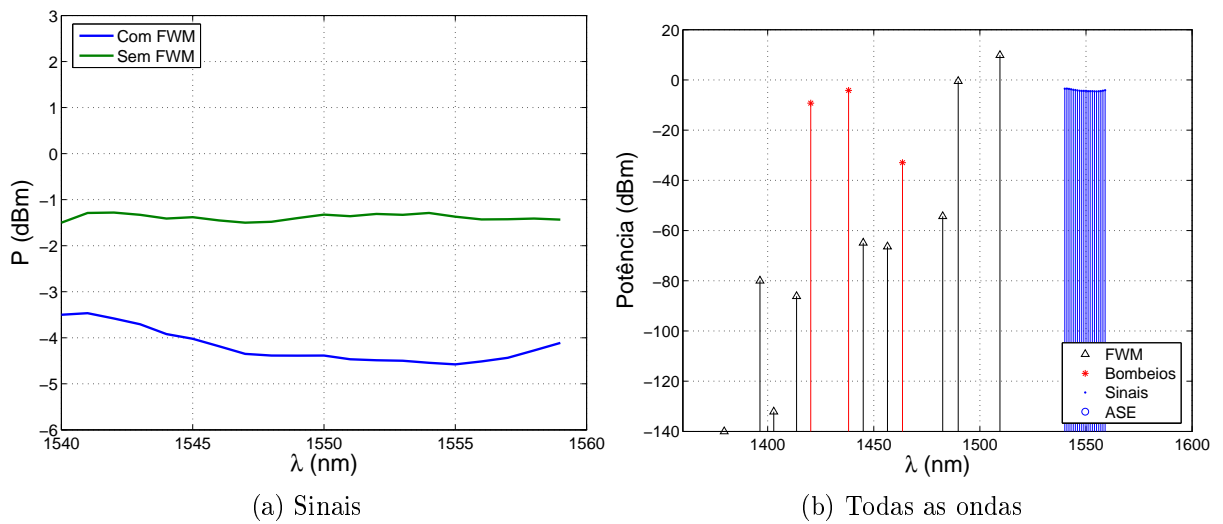


Figura 5.10: Espectros de saída com FWM ($\lambda_{ZD} = 1463,52$ nm).

5.5 Simulação de Amplificadores Raman com FWM e Ruído

Como visto na seção 5.4, o FWM afeta consideravelmente as características de um amplificador Raman quando os bombeios se localizam em uma região espectral que favoreça a eficiência de FWM. Nesse caso, os bombeios podem ser fortemente depletados e/ou amplificados pelo processo paramétrico ou pode ocorrer ainda o surgimento de novas ondas de forte intensidade na região dos bombeios, o que leva à distorção na resposta do amplificador.

Um outro fator que deve ser observado no projeto de um amplificador Raman distribuído é a intensidade de ruído devido à geração de ASE e espalhamento reverso de Rayleigh, em especial em cenários onde a intensidade dos sinais seja muito pequena, podendo levar a dificuldades na detecção.

Na Figura 5.11a é apresentado o gráfico do espectro de saída de um amplificador que usa os mesmos valores de bombeios e sinais da seção 5.4, porém agora, com o comprimento de fibra $L = 100$ km e bombeios contra-propagantes. Também é calculado o ruído devido à geração de ASE e ao espalhamento Rayleigh com $T = 300$ K, $\eta = 7 \times 10^{-5}$ km⁻¹ e FWM com $\lambda_{ZD} = 1438,14$ nm. É possível agora verificar os níveis de ruído gerados e extrair a relação sinal ruído em torno de 32 dB.

O ponto importante da simulação que gerou o gráfico da Figura 5.11a é que a mesma foi realizada usando um único método numérico, que possibilitou o cálculo sem simplificações de uma configuração contra-propagante incluindo FWM e os termos causadores de ruído.

Supondo agora que os sinais de entrada têm nível mais baixo, realiza-se uma nova simulação. O gráfico da Figura 5.11b foi obtido com sinais de entrada da ordem de -30 dBm. É possível agora observar que a relação sinal-ruído fica bastante comprometida passando a ser de apenas 6 dB devido ao baixo nível dos sinais de entrada.

Ainda analisando os gráficos da Figura 5.11, pode-se observar que os valores de potência da ASE e os bombeios espalhados têm variação desprezível quando comparados os casos

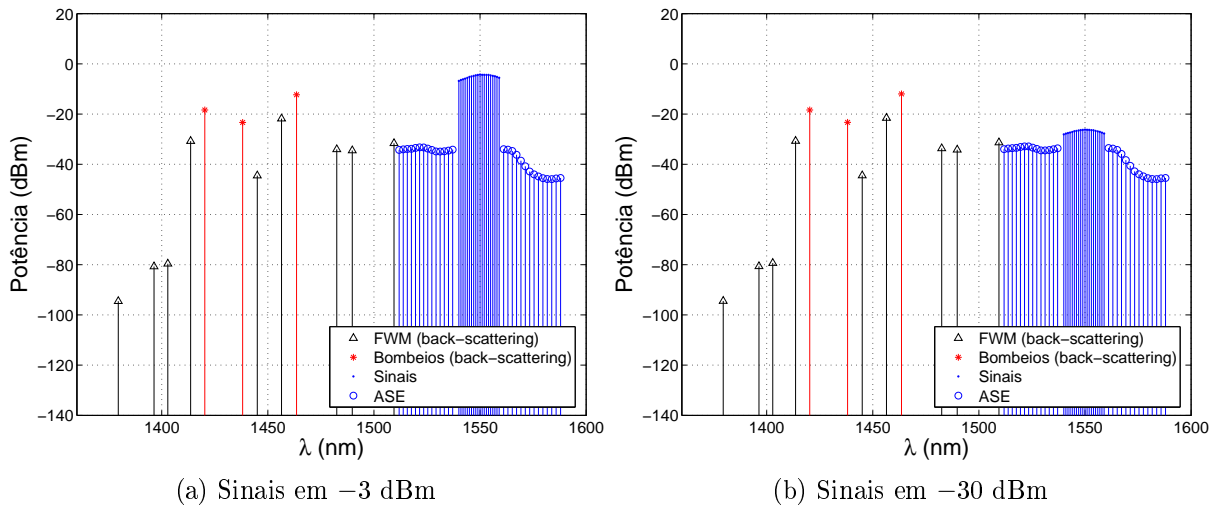


Figura 5.11: Espectro de saída do amplificador com 100 km, bombeios contra-propagantes e $\lambda_{ZD} = 1438,14$ nm.

de sinais a -3 dBm e a -30 dBm. Esse fato pode ser explicado pelo cálculo do comprimento efetivo (L_{eff}) da fibra que é o comprimento onde o efeito da amplificação é mais significativo e é dado por (AGRAWAL, 2007):

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha_p L}}{\alpha_p} \quad (5.26)$$

onde L é o comprimento real da fibra e α_p é o coeficiente de atenuação na região dos bombeios. Considerando a atenuação em torno de 0,26 dB/km na região de 1450 nm e o comprimento da fibra de 100 km, encontra-se um L_{eff} de aproximadamente 16 km. Como a configuração é contra-propagante, a potência do sinal se torna muito baixa nos últimos 32 km da fibra, o que faz com que seja pequena a diferença na distribuição da energia fornecida pelos bombeios no amplificador quando considerados sinais a -3 dBm e a -30 dBm.

Analisando o mesmo amplificador contra-propagante com um comprimento de 50 km (Figura 5.12), pode-se observar que ao reduzir a potência dos sinais, ocorre um acréscimo na potência das bandas de ruído, exatamente como esperado.

Na Figura 5.13, é mostrado o espectro de saída de um amplificador com as mesmas características, porém agora, com os bombeios co-propagantes e comprimento 100 km. Pode-se observar a melhoria na relação sinal-ruído, embora o ganho tenha sofrido uma ligeira queda tanto para sinais com potência inicial de -3 dBm, quanto para os de potência

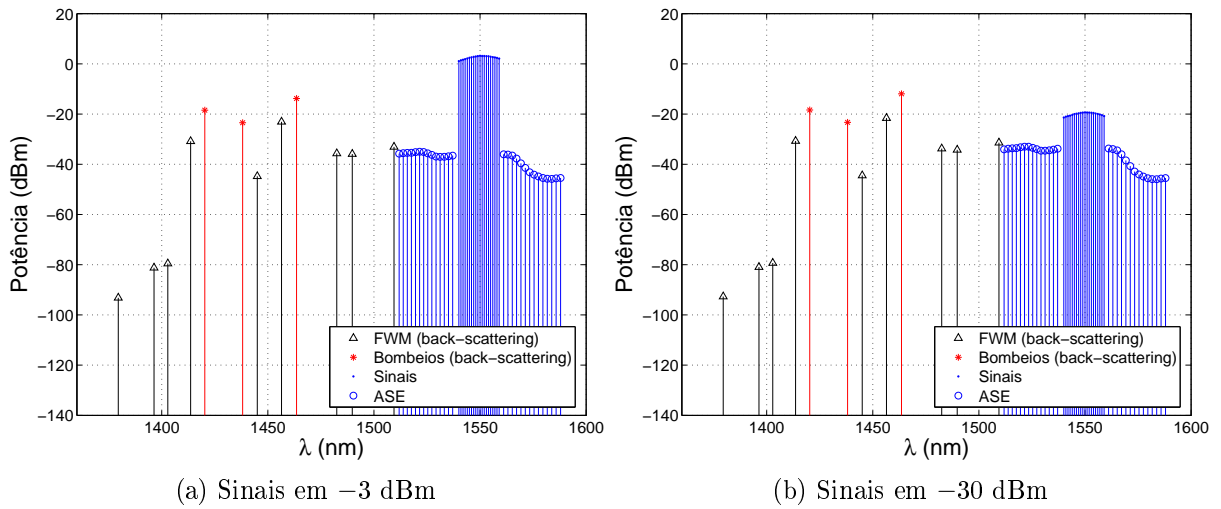


Figura 5.12: Espectro de saída do amplificador com 50 km, bombeios contra-propagantes e $\lambda_{ZD} = 1438,14$ nm.

inicial de -30 dBm. Pode-se perceber também que na configuração co-propagante a redistribuição da energia devido à mudança de nível dos sinais é evidente, mesmo com o amplificador de 100 km. Isso ocorre porque na configuração co-propagante sinais e ruído são igualmente amplificados no início da fibra e depois sofrem apenas atenuação no restante do percurso.

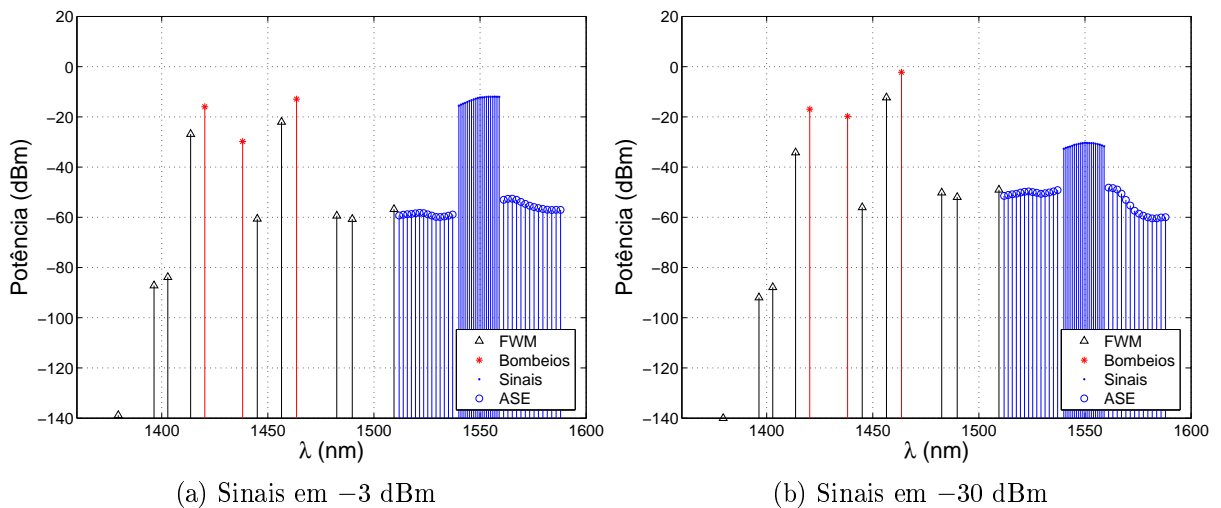


Figura 5.13: Espectro de saída do amplificador com 100 km, bombeios co-propagantes e $\lambda_{ZD} = 1438,14$ nm.

Ademais, também pode-se observar que o bombeio de maior λ e um dos produtos de FWM têm potência residual aproximadamente 10 dB superior no caso dos sinais de menor

potência, quando comparados os gráficos 5.13a e 5.13b. Isso denota que a depleção dos bombeios nem sempre pode ser desprezada no cálculo de um amplificador.

Capítulo 6 – Conclusão

Neste trabalho foi apresentado um estudo sobre amplificação Raman associada à ocorrência de FWM e foi analisado como os dois fenômenos interagem modificando as características de um amplificador Raman distribuído. Um modelo matemático mais completo, quando comparado aos até então disponíveis na literatura, foi proposto, o qual permite o cálculo de todos os fenômenos importantes para um amplificador Raman em conjunto com FWM de maneira acoplada.

A ocorrência de FWM entre os bombeios de um amplificador Raman é o foco de estudo deste trabalho. Como pode ser visto no capítulo 5, a ocorrência de FWM entre os lasers de bombeio de um amplificador Raman pode modificar drasticamente o ripple e o ganho previstos na região dos sinais do amplificador. Já existe na literatura um modelo (SOTO, 2005) que possibilita a simulação, sem simplificações, de amplificadores com os dois efeitos (Raman e FWM) acoplados. Entretanto, tal modelagem não incorpora os termos de ruído (ASE e duplo espalhamento Rayleigh) e só calcula ondas co-propagantes. A partir então desse trabalho, foi feita a inclusão dos fenômenos de geração de ASE e duplo espalhamento Rayleigh e foram alteradas as equações de modo a considerar ondas nos dois sentidos de propagação e sua inter-dependência.

O modelo proposto neste trabalho inclui todos os principais efeitos relacionados à amplificação Raman e ao FWM, sejam eles: atenuação, espalhamento reverso de Rayleigh, amplificação Raman, depleção Raman, geração de ASE (espalhamento Raman espontâneo), geração de produto de FWM, amplificação paramétrica e depleção paramétrica.

Uma rotina computacional foi desenvolvida baseada no modelo proposto. Através dessa rotina, resultados de simulação foram obtidos mostrando o comportamento do modelo

em diversos cenários de amplificadores com configurações co e contra-propagantes, com diferentes níveis de potência de sinal e diferentes comprimentos do amplificador. Além disso, o método foi comparado com cenários descritos na literatura obtendo resultados coerentes.

O modelo proposto é especial no sentido de ser o único dentre as referências estudadas que engloba sem simplificações os principais efeitos ocorridos em um amplificador Raman na presença de FWM na região dos bombeios, sem desprezar os ruídos e contabilizando as influências das ondas nos dois sentidos de propagação. Por isso, o modelo apresentado pode simular qualquer configuração de bombeamento e permite a análise do ruído gerado pelo amplificador sem a necessidade de alterações nas rotinas computacionais.

6.1 Trabalhos Futuros

O desenvolvimento alcançado para a conclusão deste trabalho aponta outras possibilidades de pesquisa na área de amplificadores Raman distribuídos. A seguir são enumeradas algumas dessas alternativas mostrando sua relevância.

- **Modelagem de amplificadores Raman sob o efeito de FWM com ganho plano**

Uma vez demonstrado o efeito do FWM sobre a equalização do amplificador um foco de estudo natural que surge é o projeto de amplificadores Raman nos quais ocorre o FWM e que apresentem banda de amplificação plana. Esse estudo é importante para garantir a utilização de amplificadores Raman em qualquer banda óptica e com qualquer fibra, contornando a desqualização causada por FWM.

- **Modelagem de amplificadores híbridos (Raman + Paramétrico)**

Outra possibilidade, também ligada aos efeitos conjuntos de Raman mais FWM, é o projeto de amplificadores híbridos (Raman + Paramétrico). Nesse caso, fibras especiais podem ser usadas para obter amplificação na faixa desejada forçando a ocorrência de FWM entre bombeios e sinais além da amplificação Raman.

- **Acoplamento de outros efeitos não lineares ao modelo (SPM, XPM, Espalhamento Brillouin)**

Outra linha de evolução é a incorporação de outros efeitos não lineares no modelo apresentado. Em especial para os amplificadores Raman é interessante a adição do espalhamento Brillouin, pois esse fenômeno pode desviar parte da energia dos bombeios e prejudicar o ganho do amplificador (AGRAWAL, 2005). Além disso, os efeitos de automodulação de fase (SPM) e modulação cruzada de fase (XPM) podem ser adicionados ao modelo, permitindo uma análise mais perfeita dos cenários de amplificação.

Referências Bibliográficas

ACHTENHAGEN M., CHANGE G. G., NYMAN B., HARDY A.. Analysis of a multiple-pump Raman amplifier. *Appl. Phys. Lett.*, 78:1322–1324, 2001.

AGRAWAL G. P.. *Fiber-Optic Communication Systems*. Wiley Inter-Science, 2002.

AGRAWAL G. P.. *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2001.

AGRAWAL G. P.. Theory of Raman Amplifiers. Em Clifford Headley e Govind P. Agrawal, *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*. Academic Press, 2005.

AGRAWAL G. P.. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2007.

BILLINGTON R.. *A Report of Four-Wave Mixing in Optical Fibre and its Metrological Applications*. Relatório Técnico NPL Report COEM 24, National Physical Lab. Teddington, 1999.

BOUTEILLER J. C., LENG L., HEADLEY C.. Pump-Pump Four-Wave Mixing in Distributed Raman Amplified Systems. *Journal of Lightwave Technology*, 22(3), 2004.

BUTCHER P. N., COTTER D. N.. *The Elements of Nonlinear Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990.

CANTRELL C. D.. *Four Wave Mixing and Dense WDM*. 1999.

CHEN Y.. Combined Processes of Stimulated Raman Scattering and Four-Wave Mixing in Optical Fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 7(1):43–52, 1990.

DESURVIRE E.. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers - Principles and Applications*. Wiley-Interscience, New York, 1994.

DI PASCUALE F., MELI F.. New Raman Pump Module for Reducing Pump-Signal Four-Wave Mixing Interaction in Co-Pumped Distributed Raman Amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 21(8):1742–1748, 2003.

ESSIAMBRE R., AGRAWAL G. P.. Soliton communication systems. Em E. Wolf, *Progress in Optics*. Elsevier, 1997.

GOLDHAR J., MURRAY J. R.. Intensity Averaging and Four-Wave Mixing in Raman Amplifiers. *Journal of Quantum Electronics*, QE-18(3), 1982.

- GOLOVCHENKO E. A., PILIPETSKII A. N.. Unified Analysis of Four Photon Mixing, Modulational Instability and Stimulated Raman Scattering under Various Polarization Conditions in Fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(1):92–101, 1994.
- HASEGAWA A., KODAMA Y.. *Solitons in Optical Communications*. Clarendon Press, Oxford, 1995.
- HEL CZYNSKI L., BERNTSON A.. Comparison of EDFA and Bidirectionally Pumped Raman Amplifier in a 40-Gb/s Rz Transmission System. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 13:669–671, 2001.
- HILL K. O., JOHNSON D. C., KAWASAKI B. S., MACDONALD R. I.. CW Three-Wave Mixing in Single-mode Optical Fibers. *Journal of Applied Physics*, 49:5098–5106, 1978.
- IANNONE E., MATERA F., MECOZZI A., SETTEMBRE M.. *Nonlinear Optical Communication Networks*. Wiley, New York, 1998.
- INOUE K.. Polarization Effect on Four-wave Mixing Efficiency in a Single-mode Fiber. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(4):883–894 , 1992.
- ITU-T. *Spectral grids for WDM applications: CWDM frequency grid*. Relatório Técnico ITU-T Recommendation G694.2, International Telecommunication Union, 2002a.
- ITU-T. *Spectral grids for WDM applications: DWDM frequency grid*. Relatório Técnico ITU-T Recommendation G694.1, International Telecommunication Union, 2002b.
- ITU-T. *Transmission characteristics of optical components and subsystems*. Relatório Técnico ITU-T Recommendation G671, International Telecommunication Union, 2009.
- KIDORF H., ROTTWITT K., NISSOV M., MA M., RABARIJAONA E.. Pump interactions in a 100-nm bandwidth Raman amplifier. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 11:530–532, 1999.
- KUNG T., CHANG C., DUNG J., CHI S.. Four-Wave Mixing Between Pump and Signal in a Distributed Raman Amplifier. *Journal of Lightwave Technology*, 21(5):1164–1170, 2003.
- LIU X., LEE B.. A Fast and Stable Method for Raman Amplifier Propagation Equations. *Optics Express*, 11(18):2163–2176, 2003a.
- LIU X., LEE B.. Effective Shooting Algorithm and its Application to Fiber Amplifiers. *Optics Express*, 11(12):1452–1461, 2003b.
- LÓPEZ-BARBERO A. P., ROCCO M. T. G., PONTES M. J., CANI S. P. N., CALMON L. C., SEGATTO M., MARTINEZ M. A. G., RIEZNIK A. A.. Numerical Routines for the Optimization of Pumps Power and Wavelength in Distributed Raman Amplifiers. *Fiber and Integrated Optics*, 25:347–361, 2006.
- MALITSON I. H.. Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica. *Journal of the Optical Society of America*, 55(10):1205–1208, 1965.
- MICROSOFT INC. *Memory Limits for Windows Releases*. [http://msdn.microsoft.com/en-us/library/aa366778\(VS.85\).aspx](http://msdn.microsoft.com/en-us/library/aa366778(VS.85).aspx), acessado em março de 2011.

- MINCK R. W., TERHUNE R. W., WANG C. C.. Nonlinear Optics. *Applied Optics*, 5:1595–1612, 1966.
- MITSCHE F. M., MOLLENAUER L. F.. Discovery of the Soliton Self-Frequency Shift. *Optics letters*, 11(10):659–661, 1986.
- MOLLENAUER L. F., GORDON J. P., MAMYCHEV P. V.. *Optical Fiber Telecommunications IIIA*, capítulo 12. I. P. Kaminow and T. L. Koch, Eds., Academic Press, San Diego, CA, 1997.
- PITTOIS S., MILLOT G., DINDA P. T.. Influence of Parametric Four-Wave Mixing Effects on Stimulated Raman Scattering in Bimodal Optical Fibers. *Optics Letters*, 23(18):1456–1458, 1998.
- PLACZEK G.. Rayleigh-Streuung und Raman-Effekt. Em E. Marx, editor, *Handbuch der Radiologie*, Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig, 1934.
- PRESS W. H., FLANNERY B. P., TEUKOLSKY S. A., VETTERLING W. T.. *Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, New York, 1986.
- RAMAN C. V., KRISHNAN K. S.. A New Type of Secondary Radiation. *Nature*, 121(3048):501, 1928.
- RAMAN C. V.. The Molecular Scattering of Light. *Nobel Lectures: Physics*, :267–275, 1930.
- SCHUBERT M., WILHELMI B.. *Nonlinear Optics and Quantum Electronics*. Wiley, New York, 1986.
- SCHULZ R., HARDE H.. Pulse Generation in Birefringent Optical Fibers by Four-Wave Mixing and Raman Scattering. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12(7), 1995.
- SHEN Y. R.. *Principles of Nonlinear Optics*. Wiley, New York, 1984.
- SHIBATA N.. Phase-Mismatch Dependence of Efficiency of Wave Generation Through Four-Wave Mixing in a Single-Mode Optical Fiber. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-23(7):1205–1210, 1987.
- SMEKAL A.. Zur Quantentheorie der Dispersion. *Die Naturwissenschaften*, 11(43):873–875, 1923.
- SOTO M. A.. *Mezcla de Cuatro Ondas en Amplificadores Raman Distribuidos en Redes Ópticas WDM*. 2005.
- STOLEN R. H., BJORKHOLM J. E.. Parametric Amplification and Frequency Conversion in Optical Fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(7):1062–1072, 1982.
- THOMPSON J. R., ROY R.. Non linear Dynamics of Multiple Four-Wave Mixing processes in a Single-Mode Fiber. *Physics Review A*, 43(9):4987–4995, 1991.

VANHOLSBEECK F., SYLVESTRE T., SIMAEYS G. V., EMPLIT P., HAELTERMAN M.. Dynamics of Stimulated Raman Scattering and Four-Wave Mixing in Wavelength-Division Multiplexed Systems. Em *Optical Amplifiers and Their Applications*, número OTuE18 em OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 2001)2001a.

VANHOLSBEECK F., EMPLIT P., COEN S.. Complete Experimental Characterization of the Influence of Parametric Four-Wave Mixing in Stimulated Raman Gain. *Optics Letters*, 8(20):1960–1962, 2003.

VANHOLSBEECK F.. Unified Description of Stimulated Raman Scattering and Four-Wave Mixing in Wavelength Division Multiplexed Systems. *IEEE/LEOS Benelux Chapter*, paper P52, 2001b.

VANHOLSBEECK F., COEN S., EMPLIT P., HAELTERMAN M., SYLVESTRE T.. Coupled Mode Analysis of Stimulated Raman Scattering and Four-Wave Mixing in Wavelength-Division Multiplexed Systems. *Optics Communications*, 250:191–201, 2005.

WONG W. S., CHEN C., HO M., LEE H. K.. Phase-Matched Four-Wave Mixing Between Pumps and Signals in a Co-Pumped Raman Amplifier. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(2):209–211, 2003.

WOODBURY E. J., NAG W. K.. Ruby Laser Operation in the Near IR. Em *Proceedings of IRE*, número 2367 em IRE 501962.

XIAO P. C., ZENG Q. J., HUANG J., LIU J. M.. A New Optimal Algorithm for Multipump Sources of Distributed Fiber Raman Amplifier. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 15:206–208, 2003.

ZHOU X., LU C., SHUM P., CHENG T. H.. A simplified model and optimal design of a multiwavelength backward-pumped Raman amplifier. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 13:945–947, 2001.