



**MEIRE C.
FUGIHARA**

**SISTEMAS DE TRANSMISSÃO ÓPTICOS
COM AMPLIFICAÇÃO DE RAMAN**



**MEIRE C.
FUGIHARA**

**SISTEMAS DE TRANSMISSÃO ÓPTICOS
COM AMPLIFICAÇÃO DE RAMAN**

Tese apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Doutor em Engenharia Electrotécnica, realizada sob a orientação científica do Prof. Dr. Armando Nolasco Pinto, Professor Auxiliar do Departamento de Electrónica, Telecomunicações e Informática da Universidade de Aveiro

Apoio financeiro da FCT.

o júri

presidente

Prof. Dr. Luís António Ferreira Martins Dias Carlos
Professor catedrático da Universidade de Aveiro

Prof. Dr. Henrique José Almeida da Silva
Professor associado da Universidade de Coimbra

Prof. Dr. Maria do Carmo Raposo de Medeiros
Professor auxiliar da Universidade do Algarve

Prof. Dr. Hypolito José Kalinowski
Professor associado da Universidade Tecnológica Federal do Paraná

Prof. Dr. José Rodrigues Ferreira da Rocha
Professor catedrático da Universidade de Aveiro

Prof. Dr. Armando Humberto Moreira Nolasco Pinto
Professor auxiliar da Universidade de Aveiro

agradecimentos

Este trabalho foi fruto da contribuição de diversas pessoas e instituições. Primeiramente quero agradecer ao meu orientador, Prof. Dr. Armando Humberto Moreira Nolasco Pinto pela oportunidade de desenvolver o trabalho nesta instituição. Agradeço a orientação, as observações e os comentários feitos durante o doutoramento.

Agradeço ao Paulo André pela iniciação e introdução ao laboratório de óptica. Agradeço à Cristina Paz, do Departamento de Electrónica, Telecomunicações e Informática, por todas as vezes em que me assistiu em assuntos académicos.

Agradeço aos colegas do IT pelas discussões e trocas de ideias durante os anos que se seguiram.

Aos amigos no Brasil, agradeço pelas conversas durante os momentos de saudade. Aos amigos deste lado do Atlântico, agradeço pela presença e suporte durante os anos que estive aqui.

Ao júri pela disponibilidade de estarem aqui.

Agradeço ao IT pela disponibilidade de espaço.

Agradeço à Universidade de Aveiro por esta oportunidade.

Agradeço à FCT pelo auxílio através da bolsa de referência SFRH/BD/16734/2004.

A todos que de uma forma ou de outra contribuíram para este trabalho, os meus sinceros agradecimentos.

Meire Cristina Fugihara

palavras-chave

Espalhamento da luz, Comunicações Ópticas, Amplificação de Raman.

resumo

O presente trabalho tem como objectivo analisar a amplificação de Raman no contexto dos sistemas de comunicação ópticos.

Para tal, inicialmente é feita uma análise das diferentes formas do espalhamento da luz em fibras ópticas, nomeadamente espalhamento de Rayleigh, espalhamento de Brillouin e espalhamento de Raman. No âmbito deste trabalho são feitas medições destes três tipos de espalhamento. A modelação do coeficiente de atenuação para diferentes fibras ópticas é realizada. O espalhamento de Brillouin e o espalhamento de Raman são observados em fibras ópticas.

Posteriormente é apresentado um modelo para o amplificador de Raman a funcionar no modo estacionário. Este modelo é descrito através de um sistema de equações diferenciais acopladas cuja resolução numérica é efectuada pelo método da análise em potências médias. Os valores para o coeficiente do ganho de Raman são obtidos experimentalmente e é encontrada uma função analítica para os descrever. Este modelo é validado experimentalmente para três configurações do amplificador de Raman: co-propagante, contra-propagante e bidireccional, e para sistemas com um ou múltiplos lasers de bombeamento. Um modelo para descrever o ruído gerado pela emissão espontânea amplificada é apresentado. Este modelo descreve o ruído não-branco.

O dimensionamento de um amplificador de Raman para sistemas CWDM para três canais é efectuada usando o modelo previamente desenvolvido. No desenvolvimento deste protótipo as potências e os comprimentos de onda dos lasers de bombeamento foram otimizados para a obtenção da curva do ganho necessária para o sistema proposto. O ganho obtido apresenta uma diferença máxima igual a 1 dB relativamente ao valor especificado para a janela espectral utilizada (60 nm). Experiências foram realizadas para validar o protótipo desenvolvido.

O efeito transitório no amplificador de Raman é observado devido à adição e remoção de canais no sistema de transmissão. Um modelo para representar o comportamento do efeito transitório, utilizando o modelo para o regime estacionário com a inclusão da dependência temporal no sistema de equações de propagação, é apresentado. Este modelo é validado experimentalmente.

keywords

Light Scattering, Optical Communications, Raman Amplification

resumo

The aim of this work is to analyze the Raman amplification in the context of optical communication systems.

For this purpose, it is initially performed an analysis of the different types of the light scattering in optical fiber namely Rayleigh, Brillouin and Raman scattering. In this work, measurements of these three scattering processes are made. The modeling of the attenuation coefficient for different optical fibers is realized. The Brillouin scattering and the Raman scattering are observed in optical fibers.

Subsequently, it is presented a model for the Raman amplifier operating at steady-state mode. This model is described using a system of coupled differential equations, and it is numerically solved by the average power analysis method. The values for the Raman gain coefficient are obtained experimentally and it is found an analytic function to describe them. This model is validated experimentally for three configurations of the Raman amplifier: forward, backward and bidirectional, and for systems using one or multiple pumps. A model to describe the noise generated by amplified spontaneous emission is presented. This model describes the non-white noise.

The dimensioning of a Raman amplifier for CWDM systems for three channels is realized using the previously validated model. For the development of the prototype, the powers and the wavelengths of the pump lasers were optimized to obtain the required gain curve for the system. The obtained gain presents a maximum difference of 1 dB relatively to the specified value for the used spectral window (60 nm). Experiments were realized to validate the developed prototype.

The transient effect using the Raman amplifier is observed due to the add and drop of channels in the transmission system. A model to describe the behavior of the transient effect, obtained by including a time dependent term in the system of propagation equations used for the steady-state regime, is presented. This model is validated experimentally.

“Toda a nossa ciência, comparada com a realidade, é primitiva e infantil e, no entanto, é a coisa mais preciosa que temos.”

Albert Einstein

Conteúdo

1	Introdução	1
1.1	Enquadramento	1
1.2	Revisão Bibliográfica e Estado da Arte	2
1.3	Organização da Tese	13
1.4	Principais Resultados	15
	Trabalhos Publicados no Âmbito desta Tese	17
	Referências	20
2	Espalhamento da Luz	45
2.1	Espalhamento de Mie	45
2.2	Espalhamento de Rayleigh	45
2.2.1	Medição da Atenuação	47
2.2.2	Medição de α com a Variação da Temperatura	54
2.3	Espalhamento de Brillouin	57
2.3.1	Medição do Limiar de Brillouin	61
2.4	Espalhamento de Raman	68
2.4.1	Modelo Simples para o Espalhamento de Raman	71
2.4.2	Medição do Espalhamento de Raman	73
2.5	Conclusões	77
	Referências	79
3	Amplificação de Raman	81
3.1	Modelação	81
3.1.1	Obtenção do Valor de $g_R(\Delta\nu)$	83
3.1.2	Modelo Numérico	89
3.2	Validação Experimental do Modelo	93
3.2.1	Um Comprimento de Onda	93
3.2.2	Múltiplos Comprimentos de Onda	97
3.3	Ruído	103
3.3.1	Modelo para a ASE	105
3.3.2	Ruído Não-Branco	108
3.3.3	Medição Experimental da ASE	110
3.4	Conclusões	113
	Referências	114
4	Amplificação de Raman para Sistemas CWDM	117
4.1	Introdução - CWDM	118
4.2	Amplificação em Sistemas CWDM	121
4.3	Projecto de um Amplificador de Raman para Sistemas CWDM	128

4.3.1	Modelo	128
4.3.2	Projecto do Protótipo do Amplificador	132
4.3.3	Validação do Protótipo	134
4.4	Extrapolação	139
4.5	Conclusões	145
	Referências	146
5	Efeito Transitório	149
5.1	Introdução	150
5.2	Modelo Dinâmico do Amplificador	154
5.3	Validação Experimental	156
5.3.1	Transitório com um Laser de Bombeamento	156
5.3.2	Transitório com Múltiplos Lasers de Bombeamento	161
5.4	Transitório em Sistemas CWDM	165
5.4.1	Sistema com Três Lasers de Bombeamento para Três Canais	165
5.4.2	Outras situações	169
5.5	Conclusões	175
	Referências	177
6	Conclusões	181
6.1	Conclusões do Trabalho Realizado	181
6.2	Sugestões para Trabalhos Futuros	184
	Apêndice A - Decibel	185
	Apêndice B - Coeficiente de Atenuação α	187

Lista de Figuras

2.1	Diagrama de energias para o espalhamento de Rayleigh. Um fóton incidente de energia E_0 é espalhado e origina um fóton de energia E_R . Deste processo elástico, $E_0 = E_R$, resulta num fóton espalhado com a mesma frequência que o fóton incidente $\nu_0 = \nu_R$	46
2.2	Montagem experimental utilizada na medição das perdas numa fibra óptica.	47
2.3	Gráfico de perdas da SMF de 20 km. Os símbolos representam as medidas e a linha representa a soma das diversas contribuições para as perdas. Neste gráfico a contribuição $\alpha_{UV}(\lambda)$ é uma função exponencial.	50
2.4	Gráfico de perdas da SMF de 20 km. Os símbolos representam as medidas e a linha representa a soma das diversas contribuições para as perdas. Neste gráfico a contribuição $\alpha_{UV}(\lambda)$ é uma função Lorentziana.	51
2.5	Gráfico de perdas da DSF de 8.4 km. Os símbolos representam as medidas e a linha representa a soma das diversas contribuições para as perdas.	52
2.6	Gráfico de perdas da DCF de 5 km. Os símbolos representam as medidas e a linha representa a soma das diversas contribuições para as perdas.	52
2.7	Contribuições para a formação das perdas nas fibras SMF (a), DSF (b) e DCF (c).	53
2.8	Diagrama esquemático da montagem experimental utilizado na medição da atenuação de uma fibra óptica com a variação da temperatura.	55
2.9	Gráfico de perdas da SMF de 20 km com a variação da temperatura. O detalhe mostra a região com maior variação da atenuação.	56
2.10	Variação da atenuação da fibra com a variação da temperatura no comprimento de onda de 1565 nm.	56
2.11	Diagramas de níveis de energia que representam a emissão de Stokes e anti-Stokes geradas pelo espalhamento de Brillouin.	58
2.12	Conservação do momento representada pela soma dos vectores de onda, \vec{k}	59
2.13	Hipóteses para o sentido de propagação do vector de onda de Stokes, \vec{k}_S , resultante do espalhamento de Brillouin.	60
2.14	Montagem experimental utilizada na experiência para obtenção da potência de limiar de Brillouin.	61
2.15	Medida do limiar de Brillouin, P_{limiar} . Os quadrados representam o sinal transmitido e os círculos o sinal reflectido.	62
2.16	Espectro do sinal reflectido com o aumento da potência do sinal incidente.	63
2.17	Espectros do sinal transmitido com o aumento da potência do sinal incidente.	64
2.18	Potência reflectida em função da potência incidente. Cada curva representa uma das contribuições mostradas na figura 2.16	66
2.19	Contribuição percentual dos picos dos espectros da figura 2.16 para a potência reflectida com a variação da potência de entrada.	66

2.20	Potência transmitida em função da potência incidente. Cada curva representa uma das contribuições mostradas na figura 2.17	67
2.21	Contribuição percentual dos picos dos espectros da figura 2.17 para a potência transmitida com a variação da potência de entrada.	67
2.22	Diagrama de níveis de energia que representa o espalhamento e Raman.	69
2.23	Diagrama de níveis de energia para a emissão estimulada. Uma molécula em estado excitado é provocada a descair devido à presença de um fóton de energia $h\nu$. O fóton resultante deste descaimento tem as mesmas características do fóton incidente.	70
2.24	Amplificação de Raman	71
2.25	Diagrama esquemático da montagem experimental utilizado nas medições do espalhamento de Raman.	74
2.26	Espectro do laser utilizado na experiência para obtenção do espectro do espalhamento de Raman.	75
2.27	Espectro do espalhamento de Raman com uma SMF de 40 km, obtida com uma potência de bombeamento de 210 mW	75
2.28	Espectro do espalhamento de Raman com uma DCF de 5 km, obtida com uma potência de bombeamento de 210 mW	76
3.1	Representação pictórica das configurações básicas para um amplificador de Raman: (a) co-propagante - sinal e laser de bombeamento propagam-se no mesmo sentido, (b) contra-propagante - sinal e laser de bombeamento propagam-se em sentidos opostos e (c) bidireccional - um laser de bombeamento co-propagante e um contra-propagante.	82
3.2	Montagem experimental utilizada para a obtenção do coeficiente $g_R(\Delta\nu)$. O sinal é um laser contínuo sintonizável, a fibra é uma SMF de 40 km, o laser de bombeamento é um laser semiconductor e o receptor é um OSA.	85
3.3	Diagrama ilustrativo do laser semiconductor utilizado no bombeamento.	86
3.4	Resultado experimental do coeficiente do ganho de Raman, $g_R(\Delta\nu)$, obtido através da medição do $G_{on/off}$ e calculado pela expressão 3.9.	87
3.5	Espectro para o coeficiente de Raman, $g_R(\Delta\nu)$: medido (símbolos) e somatório das Gaussianas (linha a preto). As linhas em cores representam as 14 funções Gaussianas utilizadas no somatório.	88
3.6	Ilustração de uma fibra óptica de comprimento L dividida em pequenos Δz	90
3.7	Fluxograma que representa o algoritmo utilizado para a amplificação de Raman.	92
3.8	Diagrama esquemático da montagem experimental utilizada nas medições da amplificação de Raman para um sistema monocal com lasers de bombeamento com um único comprimento de onda.	94
3.9	Espectros normalizados dos lasers utilizados para o bombeamento dos sistemas co- e contra-propagante.	94
3.10	Resultados da simulação (linha) e experiência (símbolos) para o sistema contra-propagante.	95
3.11	Resultados da simulação (linha) e experiência (símbolos) para o sistema co-propagante.	96
3.12	Resultados simulação (linha) e experiência (símbolos) para o sistema bidireccional.	97
3.13	Diagrama esquemático da montagem experimental utilizada na experiência para obtenção do ganho de um sistema monocal com lasers de bombeamento com diferentes comprimentos de onda.	98

3.14	Resultados experimentais e de simulação para um sistema com múltiplos lasers de bombeamento. Os símbolos representam as medidas e as linhas contínuas as simulações.	99
3.15	Resultados obtidos através da simulação dos três lasers de bombeamento simultaneamente (tracejado) e a soma dos efeitos de cada laser de bombeamento individual (linha contínua) com P_1 , P_2 e P_3 iguais a 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm, com potências iguais a 150 mW, 180 mW e 150 mW, respectivamente.	100
3.16	Resultados obtido através da simulação dos três lasers de bombeamento simultaneamente (tracejado) e a soma dos efeitos de cada laser de bombeamento individual (linha contínua) com as três potências reduzidas para 50 mW. . . .	101
3.17	Resultado obtido através da simulação de dois lasers de bombeamento simultaneamente (tracejado) e a soma dos efeitos de cada laser de bombeamento individual (linha contínua). Os lasers de bombeamento utilizados foram 1470 nm e 1490 nm, com potências de 150 mW e 180 mW, respectivamente.	102
3.18	Espectro da ASE mais sinal num amplificador de Raman numa fibra SMF de 40 km com atenuação igual a 0.2 dB/km em 1550 nm, um laser de bombeamento centrada em 1470 nm com potência igual a 245 mW e um sinal centrado em 1570 nm com potência igual a 1 mW.	104
3.19	Distribuição Gaussiana das partes real e imaginária de um conjunto de amostras do ruído gerado pela função (3.31).	110
3.20	Diagrama da montagem experimental utilizada na obtenção da ASE.	111
3.21	Resultados da ASE obtidos experimentalmente (preto) e devido à simulação (vermelho).	112
3.22	Estatística da distribuição do ruído para as medições mostradas na figura 3.21.	113
4.1	Grelha de comprimentos de onda para sistemas DWDM e CWDM segundo a ITU-T.	118
4.2	Linhas submarinas a ligar ilhas, ilhas ao continente e a costa de um continente [17].	127
4.3	Especificações necessárias para o projecto do amplificador de Raman para aplicação num sistema CWDM. O rectângulo representa o ganho objectivo com largura e ganho bem definidos, o ganho simulado é representado pela outra curva que possui uma diferença máxima com o ganho objectivo igual a D_g . R_s representa a máxima diferença de ganho entre os canais.	129
4.4	Fluxograma que descreve os passos da optimização da curva do ganho com múltiplos lasers de bombeamento.	131
4.5	Curva objectivo para o amplificador de Raman proposto, linha em vermelho, com ganho igual a 9 dB e largura igual a 60 nm. As setas representam as posições dos sinais no espectro de comprimento de onda.	134
4.6	Diagrama esquemático utilizado na experiência para obtenção do ganho para um sistema com três canais CWDM, Ch_1 , Ch_2 e Ch_3 , e múltiplos laser de bombeamento, P_1 , P_2 , ..., P_n	135
4.7	Resultado do ganho para um sistema com 40 km, três lasers de bombeamento e com três canais CWDM, 1570 nm, 1590 nm e 1610 nm. O ganho experimental é representado pelos símbolos e é comparado com simulação, linha contínua. O rectângulo tracejado representa o objectivo e as setas são os lasers de bombeamento centradas em 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm com potências iguais a 150 mW, 180 mW e 150 mW, respectivamente.	136

- 4.8 Propagação das potências dos lasers de bombeamento ao longo do comprimento da fibra óptica de 40 km para um sistema CWDM com três canais. Os lasers de bombeamento estão centradas em 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm com potências iguais a 150 mW, 180 mW e 150 mW, respectivamente. 138
- 4.9 Propagação das potências dos sinais CWDM ao longo da fibra com a presença de amplificação com três lasers de bombeamento e uma fibra SMF de 40 km. Os sinais estão centrados em 1570 nm, 1590 nm e 1610 nm com potência inicial igual a 1 mW. 138
- 4.10 Resultado do ganho para um sistema com 40 km, quatro lasers de bombeamento e com quatro canais CWDM, 1531 nm, 1551 nm, 1571 nm e 1591 nm. O ganho simulado é representado pela linha contínua. O rectângulo tracejado representa o objectivo, as setas menores representam os sinais e as setas maiores são os laser de bombeamento centrados em 1426 nm, 1444 nm, 1462 nm e 1487 nm com potências iguais a 192.9 mW, 124.3 mW, 60.8 mW e 165.3 mW, respectivamente. 141
- 4.11 Propagação das potências dos laser de bombeamento ao longo do comprimento da fibra óptica de 40 km para um sistema CWDM com quatro canais. Os lasers de bombeamento estão centradas em 1426 nm, 1444 nm, 1462 nm e 1487 nm com potências iguais a 192.9 mW, 124.3 mW, 60.8 mW e 165.3 mW, respectivamente. 142
- 4.12 Resultado do ganho para um sistema com 80 km, nove lasers de bombeamento e com três canais CWDM, 1551 nm, 1571 nm e 1591 nm. O ganho proveniente da simulação é representado pela linha contínua. O rectângulo tracejado representa o objectivo, as setas menores representam os sinais e as setas maiores são os lasers de bombeamento centrados em 1427 nm, 1435 nm, 1444 nm, 1450 nm, 1462 nm, 1470 nm, 1487 nm, 1490 nm e 1510 nm com potências iguais a 25 mW, 95.9 mW, 195.5 mW, 149.5 mW, 135.5 mW, 50 mW, 125.5 mW, 65.5 mW, 65.5 mW, respectivamente. 143
- 4.13 Propagação das potências dos lasers de bombeamento ao longo do comprimento da fibra óptica de 80 km para um sistema CWDM com três canais. Os lasers de bombeamento estão centradas em 1427 nm, 1435 nm, 1444 nm, 1450 nm, 1462 nm, 1470 nm, 1487 nm, 1490 nm e 1510 nm com potências iguais a 25 mW, 95.9 mW, 195.5 mW, 149.5 mW, 135.5 mW, 50 mW, 125.5 mW, 65.5 mW, 65.5 mW, respectivamente. 144
- 5.1 Num sistema inicial, figura 5.1a, um transmissor Tx envia um canal Ch_1 por uma *Ligação* 1 para o receptor Rx_1 e um Ch_2 por uma *Ligação* 2 para o Rx_2 . Numa segunda situação, figura 5.1b, a *Ligação* 1 é cortada deixando de transmitir Ch_1 . O canal Ch_1 é reencaminhado pela *Ligação* 2 e chega ao Rx_1 pela *Ligação* 3, figura 5.1c. Se a *Ligação* 2 tem amplificação, o Ch_2 irá apresentar alteração no seu ganho devido à presença do Ch_1 , esta alteração do ganho do Ch_2 ao longo do tempo é o chamado efeito transitório. 152
- 5.2 Efeito transitório. Até o instante $t = t_1$, todos os canais estão presentes e as potências dos canais estão num determinado Nível 1. No instante $t = t_1$, um dos canais é removido (desligado) como mostra 5.2a até o instante $t = t_2$. Neste intervalo de tempo o canal sobrevivente sofre um aumento na intensidade devido ao ganho disponibilizado pelo desligamento do canal 1, subindo do Nível 1 para o Nível 2, como mostra 5.2b. Em $t = t_2$ o canal volta a ser ligado novamente e todas as intensidades retornam ao Nível 1. 153

5.3	Experiências realizadas neste capítulo. 5.3a mostra a experiência com um único laser de bombeamento e um único troço de fibra. A figura 5.3b e 5.3c mostram as experiências com múltiplos lasers de bombeamento e dois troços de fibra, uma DCF seguida de uma SMF e uma SMF seguida de uma DCF, respectivamente.	157
5.4	Montagem experimental utilizada na obtenção do efeito transitório utilizando um troço de fibra óptica. Ch_1 é um laser a operar em modo contínuo centrado em 1551 nm e Ch_2 é um laser modulado por uma onda quadrada de 250 Hz para representar a adição e remoção de canais. O MUX é um acoplador WDM, a fibra óptica pode ser uma SMF de 40 km ou uma DCF de 5 km. P é o laser de bombeamento utilizado centrado em 1487 nm. O filtro separa apenas o canal sobrevivente, 1551 nm para ser observado no osciloscópio.	158
5.5	Resultado do efeito transitório para uma SMF. A linha a preto representa o resultado experimental e a linha a vermelho o resultado simulado para o transitório do canal sobrevivente Ch_1 centrado em 1551 nm.	159
5.6	Resultado do efeito transitório para uma DCF. A linha a preto representa o resultado experimental e a linha a vermelho o resultado simulado para o transitório do canal sobrevivente Ch_1 centrado em 1551 nm.	160
5.7	Montagem experimental utilizada na obtenção do efeito transitório utilizando um troço de fibra óptica. Ch_1 é um laser a operar em modo contínuo centrado em 1551 nm e Ch_2 é um laser modulado por uma onda quadrada de 250 Hz para representar a adição e remoção de canais. O MUX é um acoplador WDM, a SMF tem 40 km. Um troço de 5 km de DCF é utilizado ou na posição 1 ou na posição 2. $P_1, P_2 \dots P_n$ são os lasers de bombeamento a serem utilizados. O filtro separa apenas o canal sobrevivente, 1551 nm para ser observado no osciloscópio.	162
5.8	Efeito transitório da montagem da figura 5.7 quando a DCF está na posição 1.	163
5.9	Efeito transitório da montagem da figura 5.7 quando a DCF está na posição 2.	164
5.10	Efeito transitório da montagem da figura 5.7 quando a DCF está na posição 2, linha vermelha, e quando a DCF está na posição 1, linha a preto.	164
5.11	Montagem experimental do protótipo do amplificador de Raman desenvolvido no capítulo 3. Ch_1, Ch_2 e Ch_3 representam os sinais com comprimentos de onda iguais a 1570 nm, 1590 nm e 1610 nm, respectivamente. P_1, P_2 e P_3 são os laser de bombeamento centrados em 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm e potências iguais a 150 mW, 180 mW e 150 mW, respectivamente. A fibra óptica é uma SMF com 40 km de comprimento. O filtro separa um dos canais para ser monitorado no osciloscópio.	166
5.12	Efeito transitório do canal sobrevivente, Ch_1 , na configuração co-propagante, centrado em 1570 nm quando um canal é removido, linha pontilhada, e quando dois canais são removidos, linha contínua.	167
5.13	Efeito transitório do canal sobrevivente, Ch_1 , na configuração contra-propagante, centrado em 1570 nm quando um canal é removido, linha pontilhada, e quando dois canais são removidos, linha contínua.	168
5.14	Comparação do efeito transitório do canal sobrevivente Ch_1 , 1570 nm quando são removidos dois canais para o sistema co-propagante, linha contínua, e para o sistema contra-propagante, linha pontilhada.	168

5.15	Resultado do efeito transitório para o amplificador de Raman a funcionar para um sistema DWDM, com canais separados por 0.8 nm de 1570 nm a 1610 nm em configuração co-propagante. São removidos 10 canais, linha pontilhada, 30 canais, linha tracejada e 50 canais, linha contínua	170
5.16	Resultado do efeito transitório para o amplificador de Raman a funcionar para um sistema DWDM, com canais separados por 0.8 nm de 1570 nm a 1610 nm em configuração contra-propagante. São removidos 10 canais, linha pontilhada, 30 canais, linha tracejada e 50 canais, linha contínua.	171
5.17	Tempos de subida e descida do transitório para o sistema com 51 canais para as configurações co-propagante e contra-propagante em função número de canais adicionados/removidos.	171
5.18	Variação da amplitude do transitório em função do número de canais removidos para as configurações co-propagante e contra-propagante.	172
5.19	Efeito transitório para um sistema co-propagante com 80 km de comprimento a transmitir três canais CWDM, 1551 nm, 1571 nm e 1591 nm. O efeito transitório é observado no canal 1551 nm. A linha pontilhada representa o resultado da remoção de um canal e a linha contínua o resultado da remoção de dois canais.	174
5.20	Efeito transitório para um sistema contra-propagante com 80 km de comprimento a transmitir três canais CWDM, 1551 nm, 1571 nm e 1591 nm. O efeito transitório é observado no canal 1551 nm. A linha pontilhada representa o resultado da remoção de um canal e a linha contínua o resultado da remoção de dois canais.	174

Lista de Acrónimos

APA	<i>Average Power Analysis</i>
ASE	<i>Amplified Spontaneous Emission</i>
AWG	<i>Arrayed Waveguides Gratings</i>
CPM	<i>Cross Phase Modulation</i>
CWDM	<i>Coarse Wavelength Division Multiplexing</i>
DCF	<i>Dispersion Compensating Fiber</i>
DFB	<i>Distributed Feedback Laser</i>
DSF	<i>Dispersion Shifted Fiber</i>
DRS	<i>Double Rayleigh Scattering</i>
DWDM	<i>Dense Wavelength Division Multiplexing</i>
ECL	<i>External Cavity Laser</i>
EDFA	<i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i>
FBGs	<i>Fiber Bragg Gratings</i>
FP	<i>Fabry Perot</i>
FWHM	<i>Full-Width at Half Maximum</i>
HNLF	<i>Highly Nonlinear Fibers</i>
IR	<i>Infrared</i>
ITU-T	<i>International Telecommunications Union - Telecommunications Standardization Sector</i>
LWP	<i>Low Water Peak</i>
MOCVD	<i>Metal Organic Chemical Vapour Deposition</i>
MPI	<i>Multiple Path Interference</i>
MUX	<i>Multiplexer</i>
NF	<i>Noise Figure</i>
NRZ	<i>Non Return-to-Zero</i>

OSA	<i>Optical Spectrum Analyzer</i>
OSNR	<i>Optical Signal-to-Noise Ratio</i>
PDG	<i>Polarization Dependent Gain</i>
PMD	<i>Polarization Mode Dispersion</i>
RDF	<i>Reverse Dispersion Fiber</i>
RIN	<i>Relative Intensity Noise</i>
SBS	<i>Stimulated Brillouin Scattering</i>
SDH	<i>Synchronous Digital Hierarchy</i>
SMF	<i>Single Mode Fiber</i>
SOA	<i>Semiconductor Optical Amplifier</i>
SONET	<i>Synchronous Optical Network</i>
SRS	<i>Stimulated Raman Scattering</i>
SSFM	<i>Split-Step Fourier Method</i>
SSSFM	<i>Symmetric Split-Step Fourier Method</i>
TDM	<i>Time Division Multiplexing</i>
TFFs	<i>Thin-Film Filters</i>
UV	<i>Ultraviolet</i>
WDM	<i>Wavelength Division Multiplexing</i>
VCSEL	<i>Vertical Cavity Surface Emitting Laser</i>
ZWP	<i>Zero Water Peak</i>

Lista de Símbolos

E_0	energia do fóton inicial no processo de espalhamento
ν_0	frequência do fóton inicial no processo de espalhamento
h	constante de Planck
\hbar	constante reduzida de Planck
E_R	energia do fóton gerado pelo espalhamento de Rayleigh
ν_R	frequência do fóton gerado pelo espalhamento de Rayleigh
E_S	energia do fóton de Stokes
ν_S	frequência do fóton de Stokes
E_A	energia do fóton anti-Stokes
ν_A	frequência do fóton anti-Stokes
E_V	energia do fonão acústico ou óptico
ν_V	frequência do fonão acústico ou óptico
λ	comprimento de onda da luz
α	atenuação da fibra óptica
α_R	perdas da fibra óptica devido ao espalhamento de Rayleigh
α_{OH}	perdas da fibra óptica devido à presença dos íons OH^-
α_{WG}	perdas da fibra óptica devido a imperfeições do guia de onda
α_{IR}	perdas da fibra óptica devido à absorção no infravermelho
α_{UV}	perdas da fibra óptica devido à absorção no ultravioleta
P_{in}	potência à entrada da fibra óptica
P_{out}	potência à saída da fibra óptica
ω	frequência angular
ω_V	frequência angular do fonão acústico
ω_0	frequência angular da luz incidente

ω_S	frequência angular do fóton de Stokes
\vec{k}	vector de onda
\vec{k}_V	vector de onda do fonão acústico
\vec{k}_0	vector de onda da luz incidente
\vec{k}_S	vector de onda do fóton de Stokes
$ \vec{k}_V $	módulo do vector de onda do fonão acústico
$ \vec{k}_0 $	módulo do vector de onda da luz incidente
$ \vec{k}_S $	módulo do vector de onda do fóton de Stokes
c	velocidade da luz
n	índice de refração
v	velocidade do som
P_{limiar}	potência de limiar
A_{eff}	área efectiva da fibra óptica
L_{eff}	comprimento efectivo da fibra óptica
L	comprimento da fibra óptica
g_B	coeficiente do ganho de Brillouin
$\Delta\nu_P$	largura espectral do laser utilizado na obtenção do espalhamento de Brillouin
$\Delta\nu_B$	largura a meia altura do ganho de Brillouin
W_S	taxa de transição de Stokes
W_A	taxa de transição anti-Stokes
$N_{\nu V}$	factor de população de Bose-Einstein
N_0	número de fótons incidentes
T	temperatura
ν_p	frequência do laser de bombeamento
\mathbb{P}_s	probabilidade por unidade de tempo de um fóton de Stokes ser emitido no modo de Stokes
D_0	constante de proporcionalidade
m_L	número de fótons por modo de radiação do laser
m_s	número de fótons de Stokes

$m_s(0)$	número inicial de fótons de Stokes
$m_s(z)$	número de fótons de Stokes ao longo da fibra óptica
I_s	intensidade do campo de Stokes
I_L	intensidade do campo do laser de bombeamento
P_j	potência do sinal j
I_j	intensidade do sinal j
γ_R	coeficiente relacionado ao coeficiente do ganho de Raman
γ	coeficiente não-linear da fibra óptica
n_2	índice de refração não-linear da fibra óptica
$g_R(\Delta\nu)$	coeficiente do ganho de Raman
$\Delta\nu$	separação espectral entre a frequência do sinal e do laser de bombeamento
P_k^\pm	potência do sinal k co-propagante (+) e contra-propagante (-)
P_j^\pm	potência do sinal j co-propagante (+) e contra-propagante (-)
α_k	atenuação da fibra para cada sinal k
g_{kj}	relacionado ao coeficiente do ganho de Raman
N	número de sinais
ν_k	frequência do sinal k
ν_j	frequência do sinal j
$G_{on/off}$	ganho ligado desligado
$P_{s,on}(L)$	potência do sinal à saída da fibra com o laser de bombeamento desligado
$P_{s,off}(L)$	potência do sinal à saída da fibra com o laser de bombeamento ligado
$P_p(0)$	potência do laser de bombeamento inicial
$P_s(0)$	potência do sinal inicial
N_G	número total de funções gaussianas
m_q	posição central da função gaussiana q
σ_q	desvio padrão da função gaussiana q
$P^+(z=0)$	potência no início da fibra óptica do sinal co-propagante
$P^-(z=L)$	potência no fim da fibra óptica do sinal contra-propagante
$P^+(z=L)$	potência no fim da fibra óptica do sinal co-propagante
$P^-(z=0)$	potência no início da fibra óptica do sinal contra-propagante

$\langle P \rangle$	potência média
$G(z)$	ganho devido à amplificação de Raman ao longo da fibra óptica
Δz	secção da fibra óptica utilizada como divisão infinitesimal na simulação
N_{ch}	número de canais
$\Delta \lambda$	separação em comprimento de onda entre canais
ΔB	largura espectral do amplificador
G_T	ganho do amplificador
D_g	máximo desvio entre o ganho objectivo e o ganho obtido
R_s	máximo desvio entre os ganhos de cada canal
k_B	constante de Boltzmann
$f_n(z, t)$	fonte de ruído adicionada através do espalhamento espontâneo
n_{sp}	factor de espalhamento espontâneo
\hat{D}	componente linear da equação de propagação do campo A
\hat{N}	componente não-linear da equação de propagação do campo A
β_2	coeficiente de dispersão de velocidade de grupo
$v_{g,k}$	velocidade de grupo

Capítulo 1

Introdução

1.1 Enquadramento

A necessidade de transportar informação tem crescido de forma continuada. Actualmente os sistemas de comunicação por fibra óptica são responsáveis pelo transporte de boa parte desta informação, devido à grande largura de banda da fibra óptica. Enquanto se propaga pela fibra, o sinal óptico é atenuado. Para compensar estas perdas nascem os amplificadores ópticos. O interesse pela amplificação óptica surge a partir da construção do primeiro laser nos anos 60 [1]. A amplificação de Raman em fibras ópticas surge primeiro com o trabalho de Stolen e Ippen [2], mas o seu estudo parou nos anos 80 devido ao surgimento de outro amplificador óptico com características mais convenientes para aquela época. Nos anos 80 os estudos estiveram concentrados nos amplificadores de fibra dopada com Érbio, *Erbium Doped Fiber Amplifier* (EDFA), devido a características tais como independência do ganho com a polarização e amplificação à volta do comprimento de onda de menores perdas da fibra óptica, 1550 nm. Com o passar dos anos a necessidade de aumentar o número de canais transmitidos por uma única fibra óptica faz com que o amplificador de Raman se torne atractivo, primeiro pela diminuição de custo do sistema, visto que o meio activo para a amplificação é a própria fibra de transmissão, segundo porque o amplificador de Raman pode ter a largura da curva do ganho aumentada de acordo com o número de lasers de bombeamento utilizados, terceiro, a amplificação de Raman pode ter o espectro deslocado para qualquer janela espectral, bastando para isto ter lasers de bombeamento centra-

dos em comprimentos de onda específicos. Entretanto, algumas das desvantagens dessa amplificação não devem ser negligenciadas, tais como a dependência do ganho com a polarização e a necessidade de lasers de bombeamento com potências muito altas para se obter um ganho igual ao dos EDFAs. A principal diferença entre os EDFAs e os amplificadores de Raman é que o primeiro tem como mecanismo de funcionamento a inversão de população dos níveis de energia dos íons de Érbio dentro da fibra óptica; enquanto no caso da amplificação de Raman, o efeito causador da amplificação é o espalhamento de Raman estimulado, *Stimulated Raman Scattering* (SRS).

1.2 Revisão Bibliográfica e Estado da Arte

Após a publicação do artigo de C. V. Raman [3], em 1928, o espalhamento de Raman começou a ser estudado no meio científico. A espectroscopia de Raman é utilizada em química para a caracterização de compostos. Um composto é submetido à acção de um laser de comprimento de onda conhecido, ao observar o espectro espalhado é possível caracterizar o composto pela observação da posição espectral dos picos originados pelo espalhamento de Raman, visto que cada substância têm este pico em uma determinada posição espectral. Na década de 60 e 70 começam a surgir trabalhos na área da amplificação óptica com o aproveitamento do espalhamento de Raman [4] - [18]. Woodbury [4] descreve o efeito de espalhamento de Raman estimulado próximo do infravermelho, *Infrared* (IR), tipicamente utilizados em sistemas de fibra óptica, observou tal efeito ao colocar uma célula de Kerr preenchida com nitrobenzeno dentro da cavidade de um laser de rubi. Em [11] e [2], Stolen e Ippen, conseguem gerar ganho devido ao espalhamento de Raman em guias de onda ópticos. Stolen e Ippen utilizaram um guia de onda com diâmetro do núcleo de $3.8 \mu\text{m}$ e comprimento de 590 cm onde foi observado um valor para o coeficiente do ganho de Raman igual a $1.5 \times 10^{-11} \text{ cm/W}$. Stone [12], em 1975, consegue fazer o mesmo que Stolen e Ippen em fibras ópticas, observa o efeito utilizando lasers de bombeamento com comprimento de onda de 568.2 nm , 647.1 nm e 752.5 nm .

Entre os anos 80 e 90 apesar dos estudos sobre os EDFAs serem mais expressivos, a amplificação de Raman aplicada às comunicações ópticas também resultou em traba-

lhos interessantes [19] - [60]. Um exemplo são os trabalhos de Mochizuki [22] e [27], onde é descrito o espalhamento de Raman estimulado em fibras ópticas com bombeamento co- e contra-propagante. Neste trabalho chega-se a uma expressão analítica para a equação que descreve a propagação do sinal ao longo da fibra óptica com amplificação de Raman, para a configuração co-propagante, levando em consideração a depleção do laser de bombeamento, e ignorando a dispersão e efeitos não-lineares. Aoki [32] também trabalhou sobre o mesmo assunto na época. Dianov [41] apresenta resultados experimentais para um amplificador de Raman com laser de bombeamento centrado em 1239 nm e potência de 300 mW e consegue obter um ganho de 25 dB para um sinal centrado em 1309 nm, numa fibra óptica com 5.3 km de comprimento e com alto grau de dopagem de GeO₂. Souza *et al.* [44] estuda a amplificação e compressão simultânea de pulsos de baixa intensidade através do efeito combinado do espalhamento de Raman estimulado, SRS, e a modulação de fase cruzada, *Cross Phase Modulation* (CPM). Em 1999 a amplificação de Raman já era considerada uma tecnologia madura para ser usada em sistemas de comunicação com ampla largura espectral, 30 nm, com 22 dB de ganho no comprimento de onda de 1.3 μ m [55]. Dois trabalhos mostram uma das características mais atractivas dos amplificadores de Raman, a capacidade de alargar a curva do ganho consoante as características dos lasers de bombeamento utilizados [56] e [57]. Kidorf *et al.* [56] apresenta um estudo teórico de um amplificador de Raman com largura espectral de 100 nm, entre 1520 nm e 1620 nm, com desvio de 1.1 dB no valor do ganho, utilizando para isto oito lasers de bombeamento com comprimentos de onda entre 1416 nm e 1502 nm com potências inferiores a 130 mW numa fibra óptica com 45 km de comprimento. Emori *et al.* [57] mostra um amplificador de Raman experimental com 100 nm de largura espectral e 0.5 dB de máximo desvio. Neste amplificador foi utilizada uma combinação de 12 lasers com potência total máxima igual a 2.2 W. Os autores mostram resultados para três fibras: uma fibra monomodo, *Single Mode Fiber* (SMF), com 25 km com a qual obteve 2 dB de ganho, uma fibra com dispersão deslocada, *Dispersion Shifted Fiber* (DSF), com 25 km e ganho igual a 6.5 dB e uma fibra com dispersão invertida, *Reverse Dispersion Fiber* (RDF), com 20 km com ganho de 6.5 dB.

Com o fim dos anos 90, época dominada pelos EDFAs, os estudos acerca da am-

plificação Raman em sistemas de comunicação óptica foram intensificados. Muitas empresas ligadas às telecomunicações ou a produtos destinados às comunicações ópticas envolveram-se nas pesquisas. Empresas como NTT, Furukawa, Sumitomo e Fujitsu no Japão, Ericsson na Suécia, entre outras investiram nos estudos sobre a amplificação de Raman.

Em 2000, o interesse pelo estudo da amplificação de Raman ainda não chega a grandes proporções mas alguns trabalhos apresentam resultados que serão utilizados como referência no futuro [61] - [74]. Os estudos foram centrados mais na consolidação teórica do assunto, poucas experiências foram realizadas. Um trabalho experimental realizado neste ano foi o de Lewis *et al.* [70] onde os autores caracterizam o ruído causado por duplo espalhamento de Rayleigh, *Double Rayleigh Scattering* (DRS), com o uso de uma nova técnica e mostram que este tipo de ruído não é muito sensível à evolução da potência do laser de bombeamento ao longo da fibra em amplificadores de Raman discretos. Em [71] são apresentados resultados de um amplificador de Raman que utiliza uma fibra com compensação de dispersão, *Dispersion Compensating Fiber* (DCF), para compensar as perdas e a dispersão causadas por 40 km de uma SMF, o amplificador opera na janela espectral entre 1510 nm e 1565 nm, e utiliza dois lasers de bombeamento centrados em 1420 nm e 1455 nm com potência total igual a 2 W. Outro trabalho experimental foi o de Saito *et al.* [73], onde os autores utilizam guias de onda com núcleo de GaP para obter amplificação de Raman com bombeamento co- e contra-propagante, os autores mostram que a configuração contra-propagante é mais eficiente e conseguem obter um ganho 9 vezes maior que na configuração co-propagante com a mesma potência de bombeamento. Outra publicação [65] fala sobre a melhoria do desempenho da amplificação de Raman em fibras de sílica com a variação de concentração de GeO₂. A concentração ótima encontrada pelos autores corresponde a uma diferença de índices núcleo-bainha de 0.015 para compensar as perdas causadas por espalhamento de Rayleigh. Uma contribuição teórica neste ano foi a publicação de Min *et al.* [61] que descreve um modelo para a resolução das equações de propagação na amplificação de Raman através do método de análise de potência média, *Average Power Analysis* (APA), cuja principal característica é a redução do tempo de simulação devido ao facto de se trocar os passos de integração numérica intensivos usados,

como por exemplo no método de Runge-Kutta, por cálculos algébricos relativamente simples. Os autores afirmam que o método APA é 373 vezes mais rápido que o método Runge-Kutta de 4ª ordem.

Em 2001, um dos focos de estudo foi o ruído em amplificadores de Raman e seus efeitos na recepção do sinal [75] - [81]. Uma das preocupações é a da influência do laser de bombeamento na geração de ruído [75] - [78]. Em [75], Fludger *et al.* apresentam um modelo analítico para a transferência da intensidade de ruído relativa, *Relative Intensity Noise* (RIN), do laser de bombeamento para o sinal nas configurações co-propagante e contra-propagante. Outra fonte de ruído estudada foi o espalhamento de Rayleigh [79] e [81], Zhang *et al.* [81] deriva uma equação para a figura de ruído, *Noise Figure* (NF), de amplificadores de Raman distribuídos levando em conta o espalhamento de Rayleigh. Uma linha de pesquisa que começa a despontar é da amplificação híbrida: amplificação de Raman + EDFAs [82] - [86], com o intuito de maximizar as vantagens de cada um dos tipos de amplificação, isto é, a capacidade de alargamento da curva do ganho do amplificador de Raman e o alto ganho dos EDFAs. Carena *et al.* [82] e [83] estudou várias configurações de sistemas híbridos Raman/EDFAs para comparar o impacto dos efeitos não-lineares. Nestes trabalhos obteve-se uma expressão analítica para a razão sinal-ruído óptico, *Optical Signal-to-Noise Ratio* (OSNR), para o sistema híbrido e chegou-se à conclusão que a amplificação de Raman reduz o impacto das não-linearidades da fibra óptica se comparada a um sistema com apenas EDFAs. Estudos acerca da largura de banda de amplificação foram também analisados [78] - [88]. Em [87] Yan utiliza quatro lasers de bombeamento na configuração contra-propagante, com o qual obtém um ganho médio de 30 dB com menos de 2.6 dB de desvio e com largura espectral de mais de 50 nm, podendo transmitir 64 canais separados de 0.8 nm entre 1512 nm e 1563.2 nm. Ho *et al.* [89] mostra que com a utilização de um único laser de bombeamento é possível obter um amplificador de Raman com 208 nm de largura espectral, com mais de 10 dB de ganho, com um laser de bombeamento com 10 W de potência. Neste trabalho são utilizadas fibras altamente não-lineares, *Highly Nonlinear Fibers* (HNLF), com coeficiente não-linear igual a $18 \text{ km}^{-1} \text{ W}^{-1}$.

Em 2002, Dianov [90] apresenta um artigo no qual relata os avanços no fabrico de fibras ópticas com características atractivas para serem utilizadas na amplificação

de Raman, como fibras com baixa atenuação e com maiores valores do coeficiente do ganho de Raman. Estas fibras são dopadas com GeO_2 ou P_2O_5 . Em [91] Islam faz uma revisão geral da tecnologia disponível para os amplificadores de Raman. A utilização de módulos para compensar a dispersão juntamente com os amplificadores de Raman aparece também neste ano [92] - [97]. Hainberger *et al.* [96] estuda teoricamente o comportamento da amplificação de Raman em sistemas com compensação da dispersão em diferentes configurações: quando a dispersão é pré-compensada, pós-compensada, ou a compensação é feita no meio do sistema de transmissão. O estudo foi feito em sistemas de 50 km e 100 km de comprimento. Os autores chegam à conclusão que um troço de fibra para compensar a dispersão no meio do sistema de transmissão gera o melhor ajuste entre a degradação do sinal-ruído e efeitos não-lineares. O ruído gerado pelos amplificadores de Raman continua a ser estudado em [98] - [104], uma parte substancial destes trabalhos é dedicada à análise da relação entre o espalhamento de Rayleigh e o ruído nos amplificadores de Raman [98] - [101].

Em 2003, os estudos sobre o ruído ainda persistem [105] - [113], o espalhamento de Rayleigh continua a ser estudado [105] - [107], [111],[112]. Parolari *et al.* [112] deriva uma expressão para a interferência multi-caminhos, ***Multiple Path Interference*** (MPI), gerada por DRS, em amplificadores de Raman distribuído e concentrados. Foram realizados ainda estudos acerca de sistemas híbridos com EDFAs [114] - [116], de sistemas com compensação da dispersão [107], [117] - [120] e otimização de sistemas com múltiplos lasers de bombeamento [110], [121], [122]. Um trabalho que despertou particular interesse foi o de Pizzinat *et al.* [114] que estuda o comportamento do sistema híbrido EDFAs + amplificação de Raman distribuída. Os autores verificaram que a amplificação híbrida possuía melhor desempenho porque as distorções devido às não-linearidades eram menores se comparadas com os sistemas de amplificação simples, de Raman ou EDFAs.

Em 2004, a combinação EDFAs e dos amplificadores de Raman é abordada de forma a otimizar o comportamento dos ganhos de ambos para um melhor desempenho do sistema [123], [124]. Um trabalho realizado por Ania-Castañon *et al.* [123] discute o controlo dos efeitos não-lineares em sistemas híbridos compostos por EDFAs e DCFs com amplificação de Raman. Outro trabalho [124] discute sistemas que utilizam EDFAs

e DCFs com a reutilização da potência residual do laser de bombeamento, a análise neste trabalho está centrada nos efeitos transitórios do sistema. Os efeitos transitórios, devido a adição/remoção de canais, também foram estudados neste ano [125] - [127]. A preocupação destes trabalhos é mostrar o que pode acontecer à potência dos canais sobreviventes quando ocorre uma falha ou um corte na transmissão de um ou mais canais ao longo do tempo. Karásek *et al.* [127] apresenta resultados da supressão do efeito transitório com a limitação do ganho através do controlo da potência residual do laser de bombeamento. Estudos acerca do ganho dependente da polarização, *Polarization Dependent Gain* (PDG), em amplificadores de Raman surgiram neste ano [128] - [131]. Os autores de [129], [130], [131] analisam a PDG ao variar as características da fibra utilizada. A emissão espontânea amplificada, *Amplified Spontaneous Emission* (ASE), também foi analisada neste ano [132]. A utilização de lasers de bombeamento multiplexados via multiplexação por divisão de tempo, *Time Division Multiplexing* (TDM), foi abordada [133], [134], e mostram efeitos que podem surgir com este tipo de bombeamento mais especificamente com relação ao ruído, seja devido ao duplo espalhamento de Rayleigh [133] como pela ASE [134]. Ambos os trabalhos falam da maior degradação da relação sinal-ruído devido a modulação de lasers de bombeamento via TDM. A análise da amplificação de Raman em meios de propagação com diferentes características aparecem como estudo e/ou solução de problemas [135] - [140]. Tipos de fibras [135] - [137], [141], [142] e a forma física [138] - [140] do meio são alterados de forma a observar o comportamento do amplificador. Há um empenho em solucionar os problemas e otimizar sistemas com grande largura de banda [143] - [150]. Uma das soluções propostas é a utilização de múltiplos lasers de bombeamento com a optimização do desvio da curva do ganho através do controlo das características dos lasers de bombeamento utilizados [143] - [145], [151] - [153]. Outra solução proposta é a utilização de um único laser de bombeamento com espectro razoavelmente largo, seja por características intrínsecas do laser de bombeamento [147], [148], como pela modulação do laser [146], [149], [150]. A optimização da simulação dos amplificadores de Raman aparecem de forma intensa [154] - [166]. A optimização do ganho devido aos múltiplos lasers de bombeamento também é um dos motivos pelos quais estes trabalhos aparecem [156] - [158], [161] - [166]. Um dos autores que mais contribuições gerou foi Liu

et al. [154] - [160]. Este autor trabalha com a otimização do tempo de simulação utilizando o algoritmo genético, para a otimização do ganho. Sistemas de longa distância são mostrados com amplificação de Raman [167] - [172]. Estes trabalhos mostram a aplicabilidade do amplificador em sistemas longos quando se utilizam vários troços de fibra. Um trabalho centrado na caracterização do coeficiente de ganho de Raman foi realizado [173], este trabalho mostra como obter o coeficiente independentemente das imperfeições do sistema. Outro trabalho [174] mostra uma nova técnica de medição do ganho de Raman na qual se pode obter os valores da potência do sinal ao longo da fibra. Ainda neste ano Bromage publica um artigo onde faz uma revisão do estado da arte [175]. Islam publica um livro com dois volumes sobre a amplificação de Raman [176] e [177]. No primeiro volume o autor trata da descrição física da amplificação de Raman; no segundo o autor descreve sistemas que utilizam a amplificação de Raman.

Em 2005, estudos acerca da amplificação híbrida cresceram em relação ao anterior [178] - [185]. Os amplificadores que combinam características dos EDFAs e Raman foram os mais intensos [178] - [183], na busca de uma otimização das características dos dois amplificadores através da utilização de um único laser de bombeamento, múltiplos lasers de bombeamento, ou ao utilizar a reciclagem do laser de bombeamento residual. O amplificador a fibra dopada com Túlio, outro elemento terra-rara assim como o Érbio, também é utilizado com o amplificador de Raman [184]. A variação dos tipos de materiais e a forma do guia de onda também aparecem neste ano [186] - [193]. O estudo das fibras fotônicas cristalinas [186] - [188] produzem amplificadores de Raman com largura de banda de 30 nm e ganho igual a 10 dB com um único laser de bombeamento [186]. As DCFs também são utilizadas para otimizar o ganho através da forte influência dos efeitos não-lineares [189], [190]. A tentativa de se obter um espectro de ganho plano aparece também em outros trabalhos [194] - [196]. Surgem trabalhos que utilizam lasers de bombeamento incoerentes [195], [196] (espectro largo), na tentativa de diminuir o custo do amplificador através da utilização de um único laser de bombeamento incoerente para produzir o mesmo resultado que seis lasers de bombeamento coerentes (espectro estreito) [195]. Na tentativa de simular sistemas com múltiplos canais e/ou múltiplos lasers de bombeamento, trabalhos têm sido desenvolvidos com o intuito de diminuir o tempo de simulação, bem como otimizar os resultados e buscar novas alternativas

para obter as características do amplificador de Raman [197] - [205]. Estudos sobre a PDG aparecem de forma esporádica [199] - [201], onde apresentam modelos de cálculo e estatística da PDG [199], [200]. Outro assunto que aparece neste ano é a tentativa de controlar a RIN de amplificadores co-propagantes com o objectivo de aumentar a relação sinal ruído do sistema [206], [207]. Artigos sobre possíveis aplicações para os amplificadores de Raman são apresentados [208] - [210]. Miyamoto *et al.* apresenta um amplificador para sistemas *Coarse Wavelength Division Multiplexing* (CWDM) utilizando um troço de fibra não-linear. Faralli *et al.* [208] apresenta um sistema com amplificação de Raman à 10 Gb/s sem repetidores. E neste ano, Rottwitt *et al.* publica um artigo sobre amplificação de Raman a comparar resultados de vários tipos de fibras [211]. Ainda neste ano Headley e Agrawal publicam um livro sobre a amplificação de Raman [212].

Em 2006, os amplificadores híbridos aparecem em conjunto com o EDFA [213], [214] e com o amplificador semiconductor, *Semiconductor Optical Amplifier* (SOA), [215], [216]. Os híbridos com EDFAs utilizam a reciclagem do laser de bombeamento para otimizar o sistema. Os híbridos com SOAs são aplicados em sistemas CWDM, com uma curva de ganho de 70 nm de largura [216]. Em termos de materiais e formatos do meio activo, os guias de onda baseadas em silício são os mais estudados [217] - [222]. Resultados experimentais bem como a modelação matemática são apresentados nestes trabalhos, para mostrar a potencialidade destes guias de onda. As fibras fotónicas cristalinas ainda estão presentes [223] - [225] devido a sua característica altamente não-linear, o que as tornam bastante interessantes na amplificação de Raman visto que um valor do coeficiente não-linear alto significa um coeficiente do ganho de Raman alto. Resultados experimentais e de modelação são apresentados. Ainda em relação ao meio de propagação, fibras altamente não-lineares, birrefringentes, dopadas com diferentes materiais e fibras de germânio também são descritos na literatura [226] - [229]. A redução do máximo desvio da curva do ganho continua a ser uma das principais preocupações relacionadas ao amplificador [146] - [233]. A optimização das características dos múltiplos lasers de bombeamento é estudada [231] - [233]. Os lasers de bombeamento de espectro largo aparecem neste ano também na tentativa de melhorar o desempenho do amplificador e baixar o custo do sistema ao utilizar apenas um laser de bombeamento

em vez de múltiplos lasers [146], [230]. A otimização de modelos matemáticos, seja para agilizar a simulação, seja para melhorar a representação dos efeitos no amplificador de Raman também aparecem neste ano [234] - [241]. Na tentativa de esclarecer e solucionar o efeito da PDG nos amplificadores de Raman, autores apresentam resultados acerca do assunto [242], [243]. Num deles, [243], fazem a análise variando a birrefringência da fibra de forma aleatória como função do estado de polarização do laser de bombeamento bem como em função da dispersão por modo de polarização, *Polarization Mode Dispersion* (PMD). A reutilização da potência residual do laser de bombeamento, utilizada em sistemas híbridos, também aparece na tentativa de diminuir os custos e melhorar o desempenho do amplificador [244]. Dois trabalhos acerca da obtenção com maior precisão do coeficiente de Raman, g_R , foram publicados [245], [246]. Num dos trabalhos o laser de bombeamento tem modulação quadrada e o ganho on/off é medido [245]. Em outro trabalho os autores desenvolvem um modelo de ajustamento para o g_R reduzindo os parâmetros da expressão para o cálculo do g_R a uma expressão analítica simples de ser diferenciada e integrada na forma simbólica [246]. Algumas aplicações para amplificadores de Raman são apresentadas [247] - [249]. O efeito da RIN em amplificadores co-propagantes é investigado neste ano [250] - [252]. Sistemas a longa distância são estudadas por alguns autores [253] - [255]. E neste ano Namiki *et al.* publica um artigo sobre desafios apresentados na amplificação de Raman [256].

Em 2007, os estudos acerca de novos tipos de fibras [257] - [263] e a análise do comportamento das fibras já existentes [264] - [268] continuam. Em [257] os autores apresentam um sistema quaternário cuja composição é $\text{TeO}_2\text{-ZnO-Nb}_2\text{O}_5\text{-MoO}_3$ que apresenta um coeficiente do ganho de Raman 40 vezes maior que o de fibras ópticas padrão em telecomunicações. Outro trabalho apresenta resultados em guias de onda [260] onde uma estrutura com $1.5\ \mu\text{m}$ de largura e $1.55\ \mu\text{m}$ de altura produz um ganho on/off igual a 2.3 dB com potência de bombeamento igual a 230 mW. Outro grupo apresenta resultados de estudos sobre cristais fotônicos compensadores de dispersão [258], [261]. Com 1 km do cristal fotônico desenvolvido conseguem compensar a dispersão produzida por 70 km de fibra óptica padrão, e produz um ganho de 7.6 dB com a amplificação de Raman. O efeito transitório também aparece neste ano [269] - [273].

Alguns dos trabalhos mostram o efeito da limitação do ganho do sistema ao utilizar técnicas de consumo da potência residual do laser de bombeamento ou do controlo da mesma no transitório do canal sobrevivente [269], [273]. Outros apresentam resultados característicos de sistemas dinâmicos com envio de pacotes, [269], [271]. A combinação de outros tipos de amplificação óptica com a amplificação de Raman também aparece [274]-[276], seja com EDFAs [274], [275] ou SOAs [276]. Trabalhos centrados na limitação do ganho, para evitar o efeito transitório, e do ajuste da curva do ganho do amplificador de Raman também estão presentes neste ano [272]-[279]. Ao utilizar redes de Bragg [277],[278] ou circuitos em forma de anel [279], os autores apresentam soluções para estes problemas. Estudos sobre o ruído em sistemas com amplificação de Raman são apresentados [280]-[283]

Em 2008, trabalhos acerca da caracterização de novos meios para a amplificação de Raman são estudados [284]-[294]. Em [285] Céreyon *et al.* apresenta resultados experimentais para fibras dopadas com nanopartículas de $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$. O diâmetro das nanopartículas foi variado entre valores pouco menores que 2 nm até 6 nm, e os autores observaram que com o aumento do diâmetro da nanopartícula, o espectro do espalhamento de Raman da fibra aumenta em intensidade, ou seja, a fibra dopada com partículas de diâmetro igual a 4 nm apresentava um ganho menor que o ganho obtido com a fibra dopada com partículas de 6 nm de diâmetro. Esta relação não é válida para toda gama espectral de comprimentos de onda. Quando o comprimento de onda do laser de bombeamento aumenta, esta relação deixa de se verificar. Por exemplo, nas experiências realizadas, os autores verificaram que o ganho é maior quando se aumenta o tamanho das partículas para o comprimento de onda de 488 nm, já para 633 nm o ganho obtido pela fibra com nanopartículas de 4 nm de diâmetro é maior que a de 6 nm de diâmetro. Em [288] O'Donnell *et al.* apresenta o coeficiente do ganho de Raman calculado através do espectro de espalhamento espontâneo para fibras de telurita. Estas fibras têm um coeficiente do ganho de Raman 20 a 30 vezes maior que o de uma fibra óptica padrão. Os sistemas híbridos com EDFAs também aparecem neste ano [295], [296]. Liaw *et al* [296] apresenta resultados para um amplificador híbrido a operar nas bandas C e L, de 1530 nm a 1600 nm, com canais separados a cada 10 nm. O sistema é composto por uma série de DCFs e redes de Bragg, cada

uma centrada no comprimento de onda de um dos sinais, e um troço de fibra dopada com Érbio e utiliza apenas um laser de bombeamento centrado em 1480 nm e obtém um ganho superior a 20 dB para cada canal. Outros trabalhos publicados neste ano devem ser considerados [297] - [303]. Feng *et al.* [303] consegue obter um laser através da amplificação de Raman. Os autores utilizam uma SMF de 150 m, um laser centrado em 1178 nm com potência de 9 mW como semente, um laser de bombeamento de Yd centrado em 1120 nm na configuração contra-propagante, e obtém um laser centrado em 1178 nm com 4.8 W de potência. Em [304], Saito *et al.* apresenta um estudo sobre um amplificador de Raman a funcionar na banda O, entre 1260 nm e 1360 nm. Os autores utilizam uma fibra óptica com 6 km de comprimento e apresentam dois amplificadores discretos utilizando esta fibra. No primeiro amplificador são utilizados quatro lasers de bombeamento com comprimentos de onda iguais a 1202 nm, 1225 nm, 1242 nm e 1265 nm com potências iguais a 25.5 dBm, 19.3 dBm, 16.5 dBm e 12.5 dBm, respectivamente. Este amplificador tem ganho em torno de 10.5 dB em 70 nm de largura espectral, entre 1270 nm e 1340 nm, com máximo desvio do ganho igual a 1 dB. O outro amplificador utiliza a mesma fibra óptica de 6 km para conseguir 10.5 dB de ganho em 100 nm de largura espectral, entre 1260 nm e 1360 nm. Para este amplificador os autores utilizam seis lasers de bombeamento com comprimentos de onda de 1192 nm, 1213 nm, 1233 nm, 1255 nm, 1275 nm e 1285 nm com potências de 27 dBm, 21.3 dBm, 15 dBm, 7.5 dBm, 8.5 dBm e 9.5 dBm. Estes dois amplificadores discretos são projectados para aplicação de sistemas CWDM na banda O.

Em 2009, os estudos acerca da amplificação de Raman continuam [305] - [315]. Alguns trabalhos apresentam soluções para a optimização dos algoritmos utilizados na resolução das equações de propagação dos sinais em amplificadores de Raman [309], [310]. Os estudos sobre diferentes meios de amplificação, tipo de material ou forma do guia de onda, são apresentados também [313] - [315]. A utilização de amplificadores híbridos com o objectivo de optimizar resultados com a combinação das características de cada amplificador aparece neste ano com EDFAs e amplificadores de Raman [311], [312], ambas as publicações estudam sistemas híbridos que fazem uso da potência do laser de bombeamento residual. Em [312], Tiwari *et al.* utiliza a seguinte montagem experimental: uma fibra dopada com Érbio com 13 m seguida de uma DCF de 5.33 km,

a DCF utiliza bombeamento contra-propagante com comprimento de onda de 1453 nm e potência de 500 mW. A potência residual do laser é direccionada para a fibra dopada com Érbio de forma a passar por esta na configuração co-propagante. Assim, com um único laser de bombeamento é feita a amplificação híbrida. O ganho para este sistema foi medido utilizando sinais com potências de -20 dBm, -10 dBm e -5 dBm e os sinais têm comprimento de onda a variar de 1525 nm a 1565 nm. Para os sinais com -20 dBm o máximo ganho obtido foi de 24 dB e o mínimo foi de 20 dB; para sinais com -10 dBm o máximo ganho foi de 16 dB e o mínimo de 13.5 dB; para os sinais de -5 dBm o máximo ganho foi de 10 dB e o mínimo 6 dB. Estas experiências são acompanhadas de simulações com máximo desvio entre os resultados igual a 3.5 dB.

1.3 Organização da Tese

Este trabalho está dividido em seis capítulos. No presente capítulo são apresentados o enquadramento do trabalho, a revisão bibliográfica e o estado da arte, a organização da tese e as principais contribuições deste trabalho.

No capítulo 2 é feita uma introdução ao fenómeno do espalhamento da luz. Os três tipos de espalhamento da luz mais comuns em fibras ópticas são analisados, nomeadamente o espalhamento de Rayleigh, devido à não-homogeneidades do meio, o espalhamento de Brillouin, devido à interações de fótons e fonões acústicos, e o espalhamento de Raman - devido à interação entre fótons e fonões ópticos. Nesta análise os três tipos de espalhamento da luz são descritos de forma a serem observadas as diferenças existentes entre eles. Experiências são realizadas com o propósito de caracterizar os três tipos de espalhamento.

No capítulo 3 é apresentado o modelo utilizado na caracterização dos amplificadores de Raman desenvolvidos neste trabalho. O modelo desenvolvido neste capítulo é aplicável ao modo estacionário. O coeficiente do ganho de Raman, $g_R(\Delta\nu)$, é obtido experimentalmente. O conjunto de equações diferenciais acopladas que descreve o comportamento dos sinais no amplificador é apresentado e resolvido pelo método da análise em potência média, APA. O modelo é validado experimentalmente para as três configurações do amplificador de Raman, co-propagante, contra-propagante e bidireccional.

O modelo também foi validado para um amplificador de Raman com múltiplos lasers de bombeamento de comprimentos de onda distintos. Um modelo para a representação da ASE é também apresentado. Este modelo é resolvido através do método *Symmetric Split-Step Fourier Method* (SSSFM). O modelo é validado experimentalmente com bons resultados.

No capítulo 4 é projectado um protótipo de um amplificador de Raman para um sistema CWDM, onde os canais estão espaçados entre si de 20 nm. O modelo desenvolvido no capítulo 3 é utilizado no projecto do amplificador. A metodologia utilizada na optimização do amplificador é descrita. O protótipo é implementado em laboratório e reproduz os resultados esperados. Um estudo sobre o impacto da alteração das características do sistema sobre o número de lasers de bombeamento necessários é apresentado. Numa das situações é aumentado o número de canais transmitidos em relação ao número de canais transmitidos no protótipo, em outra situação é aumentado o comprimento da fibra de transmissão para o dobro do tamanho inicial.

No capítulo 5 é apresentado o modelo dinâmico do amplificador de Raman para representar o efeito transitório devido à adição e remoção de canais no sistema de transmissão. Este modelo utiliza o mesmo sistema de equações diferenciais acopladas que o modelo estacionário, com o acréscimo do termo temporal. A solução destas equações utiliza o mesmo método APA. Este modelo é validado experimentalmente através de ensaios que utilizam duas configurações: a) um troço de fibra óptica e um laser de bombeamento, e b) dois troços de fibra óptica com diferentes características e múltiplos lasers de bombeamento. Na primeira configuração são feitas duas experiências, uma com uma SMF e outra com uma DCF. Na segunda configuração foram também realizadas duas experiências, primeiro foi colocada a SMF seguida da DCF e depois são invertidas as posições dos dois troços de fibra óptica na montagem experimental. Os resultados obtidos mostram que o modelo descreve com rigor o efeito transitório devido à adição e remoção de canais ópticos. Um estudo do efeito transitório é feito para o protótipo desenvolvido no capítulo 4, este estudo é estendido também para outras situações propostas no capítulo anterior.

No capítulo 6 são apresentadas conclusões obtidas ao longo desta tese. Sugestões para trabalhos futuros são também apresentadas.

1.4 Principais Resultados

Na opinião do autor as principais contribuições desta tese para as comunicações ópticas foram:

– A modelação do coeficiente de atenuação de fibras ópticas através de funções matemáticas conhecidas que representam as várias contribuições que originam as perdas numa fibra óptica, nomeadamente, espalhamento de Rayleigh, perdas devido à existência do ião OH^- , absorção no infravermelho, absorção no ultravioleta e as perdas devido ao guia de onda. Neste trabalho foi mostrado que a usual aproximação exponencial, utilizada para representar a contribuição no ultravioleta, não é suficientemente precisa quando são consideradas grandes larguras espectrais. A solução para este problema é utilizar uma função Lorentziana em substituição à aproximação exponencial. Esta substituição prova ser mais precisa.

– A modelação do amplificador de Raman em regime estacionário a partir de um sistema de equações diferenciais acopladas resolvidas pelo método APA. A obtenção experimental dos valores para o coeficiente do ganho de Raman $g_R(\Delta\nu)$. A obtenção de uma expressão analítica para o $g_R(\Delta\nu)$ utilizando os valores medidos. A validação experimental do modelo para várias configurações do amplificador e para um ou mais lasers de bombeamento. A modelação da ASE com validação experimental.

– O desenvolvimento e implementação de um protótipo de um amplificador de Raman para um sistema CWDM com três canais utilizando apenas três lasers de bombeamento. A principal característica deste protótipo é a utilização de lasers de bombeamento com potências inferiores a 200 mW, o que reduz o custo do amplificador preenchendo um dos principais requisitos dos componentes utilizados em sistemas CWDM. O protótipo apresentado tem ganho igual a 9 dB em uma largura espectral de 60 nm.

– A modelação do amplificador de Raman no regime dinâmico utilizando o método

APA, considerando agora um sistema de equações diferenciais acopladas com dependência no tempo. A validação experimental deste modelo para um troço de fibra e mais de um troço de fibra óptica. A validação experimental para um e múltiplos lasers de bombeamento.

Trabalhos Publicados no Âmbito desta Tese

Capítulo de Livro

– P. S. André, A. N. Pinto, A. L. J. Teixeira, B. Neto, S. Stevan Jr., D. Sperti, F. da Rocha, M. Bernardo, J. L. Pinto, **M. Fugihara**, A. Rocha and M. Facão, Optical Fibers Research Advances - Chapter 2 - New Challenges in Raman Amplification for Fiber Communication Systems, Nova Science Publishers, 2008, pp. 51-81.

Artigos em revistas científicas com arbitragem

– J. M. Ferreira, **M. C. Fugihara**, A. N. Pinto, “Transient Response and Control of Pump Reflecting Raman Fiber Amplifiers”, submetido à *Fiber Integrated Optics*, 2009.

– **M. C. Fugihara**, A. N. Pinto, “Attenuation Fitting Functions”, *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 51, no. 10, pp. 2294-2296, 2009.

– N. J. Muga , **M. C. Fugihara**, M. F. S. Ferreira, A. N. Pinto, “Non-Gaussian ASE Noise in Raman Amplification Systems”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 16, pp. 3389-3398, 2009.

– **M. C. Fugihara**, A. N. Pinto, “Low-Cost Raman Amplifier for CWDM Systems”, *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 50, no. 2, pp. 297-301, 2008.

Conferências Internacionais

– J. M. Ferreira, **M. C. Fugihara**, A. N. Pinto, Analysis of a Pump Reflecting Raman Fiber Amplifier, *ConfTele - Conference on Telecommunications*, Santa Maria da Feira - Portugal, vol. único, pp. 355 -0358 , 2009.

– N. J. Muga, **M. C. Fugihara**, A. N. Pinto, ASE Noise Simulation in Raman Amplification Systems, *ConfTele - Conference on Telecommunications*, Santa Maria da

Feira - Portugal, vol. único, pp. 347 - 350, 2009.

– **M. C. Fugihara**, A. N. Pinto, “Low-Cost L-Band Raman Amplifier for CWDM Systems”, *Lasers & Electro-Optics Society - LEOS Summer Topicals*, Acapulco - Mexico, pp. 143-144, 2008.

– N. J. Muga, **M. C. Fugihara**, M. Ferreira, A. N. Pinto, “Modeling of ASE Noise in Broadband Systems with Raman Amplification”, *SEON - Symposium on Enabling Optical Networks*, Porto - Portugal, vol. único, pp. 145-146, 2008.

– S. Stevan Jr, **M. C. Fugihara**, G. Tosi-Beleffi, P.S. André, T. Silveira, R. Nogueira, A. T. Teixeira, A. Pohl, “Experimental Analysis of an All Optical Gate Based in Gain Clamping Semiconductor Amplifier Chip”, *European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Conference - CLEO-IQEC*, Munich - Germany, pp. 1, 2007.

– P. S. André, A. N. Pinto, A. T. Teixeira, B. Neto S. Stevan Jr, R. F. Rocha, **M. C. Fugihara**, “Raman Amplification using Incoherent Pump Sources”, *ICTON - International Conference on Transparent Optical Networks*, Rome, Italy, vol. 1, pp.136-139, 2007.

– S. Stevan Jr, **M. C. Fugihara**, G. Tosi-Beleffi, P.S. André, R. Nogueira, A. T. Teixeira, “Experimental Analysis of All Optical Gate Based in Gain Clamping Semiconductor Gain Chip”, *ConfTele - Conference on Telecommunications*, Peniche - Portugal, vol. único, pp. 561-563, 2007.

– **M. C. Fugihara**, M. Bernardo, A. N. Pinto, S. Stevan Jr, H. J. Kalinowski, “Raman Amplifier Numerical Model”, *ConfTele - Conference on Telecommunications*, Peniche - Portugal, vol. único, pp. 533-536, 2007.

– **M. C. Fugihara**, A. N. Pinto, “Raman Amplification in CWDM Systems with

Low Power Pumps”, *SEON - Symposium on Enabling Optical Networks*, Porto - Portugal, vol. único, pp. 75-76, 2006.

– **M. C. Fugihara**, A. N. Pinto, “Raman Amplification Applied to CWDM”, *FiO - Frontiers in Optics*, Rochester - USA, pp. JSuA55, 2006.

– **M. C. Fugihara**, A. N. Pinto, “The Use of Raman Amplification to Increase the Reach of Short Undersea Optical Systems”, *ConfTele - Conference on Telecommunications*, Tomar - Portugal, 2005.

Referências

- [1] T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature*, vol. 187, no. 4736, pp. 493–494, 1960.
- [2] R. H. Stolen and E. P. Ippen, “Raman gain in glass optical waveguides,” *Applied Physics Letters*, vol. 22, no. 6, pp. 276–278, 1973.
- [3] C. V. Raman and K. S. Krishnan, “A new type of secondary radiation,” *Nature*, vol. 121, pp. 501–502, 1928.
- [4] E. J. Woodbury and W. K. Ng, “Ruby laser operation in near IR,” *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 50, no. 11, pp. 2367–&, 1962.
- [5] R. W. Hellwarth, “Theory of stimulated Raman scattering,” *Physical Review*, vol. 1, no. 5, pp. 1850–&, 1963.
- [6] W. H. Culver and E. J. Seppi, “Characteristics of ideal Raman oscillator-amplifier,” *Journal of Applied Physics*, vol. 35, no. 11, pp. 3421–&, 1964.
- [7] D. P. Bortfeld and W. R. Sooy, “Gain in a diffusely pumped Raman amplifier,” *Applied Physics Letters*, vol. 7, no. 10, pp. 283–&, 1965.
- [8] P. Lallemand and N. Bloembergen, “Multimode effects in gain of Raman amplifiers and oscillators - II amplifiers,” *Applied Physics Letters*, vol. 6, no. 10, pp. 212–&, 1965.
- [9] —, “Multimode effects in gain of Raman amplifiers and oscillators - I oscillators,” *Applied Physics Letters*, vol. 6, no. 10, pp. 210–&, 1965.
- [10] W. G. Wagner and S. Yatsiv, “Analysis of stimulated Raman scattering in waveguides,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE 1, no. 7, pp. 287–&, 1965.
- [11] R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, “Raman oscillation in glass optical waveguide,” *Applied Physics Letters*, vol. 20, no. 2, pp. 62–&, 1972.
- [12] J. Stone, “CW Raman fiber amplifier,” *Applied Physics Letters*, vol. 26, no. 4, pp. 163–165, 1975.
- [13] C. Lin and R. H. Stolen, “Backward Raman amplification and pulse steepening in silica fibers,” *Applied Physics Letters*, vol. 29, no. 7, pp. 428–431, 1976.
- [14] J. Auyeung and A. Yariv, “Spontaneous and stimulated Raman-scattering in long low-loss fibers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 14, no. 5, pp. 347–352, 1978.
- [15] J. R. Murray, J. Goldhar, D. Eimerl, and A. Szöke, “Large-signal gain and intensity enhancement in a backward Raman amplifier,” *Applied Physics Letters*, vol. 33, no. 5, pp. 399–401, 1978.
- [16] M. G. Raymer, J. Mostowski, and J. L. Carlsten, “Theory of stimulated Raman-scattering with broad-band lasers,” *Physical Review A*, vol. 19, no. 6, pp. 2304–2316, 1979.
- [17] W. R. Trutna, Y. K. Park, and R. L. Byer, “The dependence of Raman gain on pump laser bandwidth,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 15, no. 7, pp. 648–655, 1979.

- [18] R. G. Smith, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin-scattering," *Applied Optics*, vol. 11, no. 11, pp. 2489–&, 1972.
- [19] J. Goldhar and J. R. Murray, "Intensity averaging and four-wave mixing in Raman amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, no. 3, pp. 399–409, 1982.
- [20] A. H. Hartog and M. P. Gold, "On the theory of backscattering in single-mode optical fibers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 2, no. 2, pp. 76–82, 1984.
- [21] A. Flusberg, D. Korff, and C. Duzy, "The effect of weak dispersion on stimulated Raman-scattering," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, no. 3, pp. 232–236, 1985.
- [22] K. Mochizuki, "Optical fiber transmission-systems using stimulated Raman-scattering - theory," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 3, no. 3, pp. 688–694, 1985.
- [23] M. L. Dakss and P. Melman, "Amplified spontaneous Raman-scattering and gain in fiber Raman amplifiers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 3, no. 4, pp. 806–813, 1985.
- [24] M. Nakazawa, "Highly efficient Raman amplification in a polarization-preserving optical fiber," *Applied Physics Letters*, vol. 46, no. 7, pp. 628–630, 1985.
- [25] E. Desurvire, M. J. F. Digonnet, and H. J. Shaw, "Theory and implementation of a Raman active fiber delay-line," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, no. 4, pp. 426–443, 1986.
- [26] E. Desurvire, M. Tur, and H. J. Shaw, "Signal-to-noise ratio in Raman active fiber systems - application to recirculating delay-lines," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, no. 5, pp. 560–566, 1986.
- [27] K. Mochizuki, N. Edagawa, and Y. Iwamoto, "Amplified spontaneous Raman-scattering in fiber Raman amplifiers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, no. 9, pp. 1328–1333, 1986.
- [28] N. A. Olsson and J. Hegarty, "Noise properties of a Raman amplifier," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, no. 4, pp. 396–399, 1986.
- [29] R. H. Stolen and A. M. Johnson, "The effect of pulse walkoff on stimulated Raman-scattering in fibers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, no. 11, pp. 2154–2160, 1986.
- [30] S. Seikai, T. Nakashima, and N. Shibata, "Theory of signal light amplification by stimulated Raman-scattering in twisted single-mode optical fibers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, no. 6, pp. 583–589, 1986.
- [31] A. Flusberg and R. Holmes, "Polarization dependence of gain in stimulated Raman-scattering," *Physical Review Letters*, vol. 58, no. 20, pp. 2039–2042, 1987.
- [32] Y. Aoki, "Properties of fiber Raman amplifiers and their applicability to digital optical communication-systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, no. 7, pp. 1225–1239, 1988.

- [33] B. Foley, M. L. Dakss, R. W. Davies, and P. Melman, “Gain saturation in fiber Raman amplifiers due to stimulated Brillouin-scattering,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, no. 12, pp. 2024–2032, 1989.
- [34] D. N. Christodoulides and R. I. Joseph, “Theory of stimulated Raman-scattering in optical fibers in the pulse walkoff regime,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, no. 3, pp. 273–279, 1989.
- [35] S. T. Davey, D. L. Williams, B. J. Ainslie, W. J. M. Rothwell, and B. Wakefield, “Optical gain spectrum of GeO₂-SiO₂ Raman fiber amplifiers,” *IEE Proceedings Part J Optoelectronics*, vol. 136, no. 6, pp. 301–306, 1989.
- [36] W. J. Jiang and P. D. Ye, “Crosstalk in fiber Raman amplification for WDM systems,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, no. 9, pp. 1407–1411, 1989.
- [37] A. T. Georges and S. N. Dixit, “Dependence of broad-band Raman amplification in dispersive media on the pump Stokes input correlation,” *Journal of the Optical Society of America B - Optical Physics*, vol. 8, no. 4, pp. 780–785, 1991.
- [38] S. V. Chernikov, Y. Zhu, R. Kashyap, and J. R. Taylor, “High-gain, monolithic, cascaded fiber Raman amplifier operating at 1.3 μm ,” *Electronics Letters*, vol. 31, no. 6, pp. 472–473, 1995.
- [39] A. Y. Karasik and T. Tsuboi, “Raman amplification of coherent Stokes wave at biharmonic laser pumping of single-mode silica fibers,” *Optics Communications*, vol. 113, no. 4-6, pp. 498–504, 1995.
- [40] C. Headley and G. P. Agrawal, “Noise characteristics and statistics of picosecond Stokes pulses generated in optical fibers through stimulated Raman-scattering,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, no. 11, pp. 2058–2067, 1995.
- [41] E. M. Dianov, A. A. Abramov, M. M. Bubnov, A. V. Shipulin, A. M. Prokhorov, S. L. Semjonov, and A. G. Schebunjaev, “Demonstration of 1.3 μm Raman fiber amplifier gain of 25 dB at a pumping power of 300 mW,” *Optical Fiber Technology*, vol. 1, no. 3, pp. 136–138, 1995.
- [42] S. G. Grubb, “1.3 μm Raman fiber amplifiers,” in *IEEE Lasers & Electro-Optics Society Annual Meeting, IEEE/LEOS 95, 30-31 Oct*, San Francisco, CA, USA, 1995, pp. B69–B70.
- [43] D. N. Christodoulides and R. B. Jander, “Evolution of stimulated Raman crosstalk in wavelength division multiplexed systems,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, no. 12, pp. 1722–1724, 1996.
- [44] R. F. de Souza, E. J. S. Fonseca, J. M. Hickmann, and A. S. Gouveia Neto, “Weak signal pulse compression and amplification through stimulated Raman scattering and cross-phase modulation in optical fibers,” *Optics Communications*, vol. 124, no. 1-2, pp. 79–82, 1996.
- [45] K. Zhang, D. Xu, D. Wu, and L. Xie, “Stimulated Raman effect in bi-directionally amplified and transmission WDM systems,” *Communications in Nonlinear Science & Numerical Simulation*, vol. 2, no. 2, pp. 86–90, 1997.

- [46] S. R. Chinn, “Analysis of counter-pumped small-signal fibre Raman amplifiers,” *Electronics Letters*, vol. 33, no. 7, pp. 607–608, 1997.
- [47] A. Bertoni and G. C. Reali, “1.24- μm cascaded Raman laser for 1.31- μm Raman fiber amplifiers,” *Applied Physics B - Lasers and Optics*, vol. 67, no. 1, pp. 5–10, 1998.
- [48] H. Masuda, S. Kawai, and K. Aida, “Ultra-wideband hybrid amplifier comprising distributed Raman amplifier and Erbium-doped fibre amplifier,” *Electronics Letters*, vol. 34, no. 13, pp. 1342–1344, 1998.
- [49] H. Masuda, S. Kawai, K. I. Suzuki, and K. Aida, “Wide-band and low noise optical amplification using distributed Raman amplifiers and erbium-doped fiber amplifiers,” in *24th European Conference on Optical Communication 1998, 20-24 Set*, Madrid, Spain, 1998, pp. 51–52.
- [50] M. H. Ahmed, M. Shalaby, and F. M. Misk, “Combined Erbium and Raman amplification at 1.55 μm in submarine links using backward pumping at 1.48 μm ,” *Pure and Applied Optics*, vol. 7, no. 4, pp. 659–666, 1998.
- [51] P. B. Hansen, L. Eskildsen, A. J. Stentz, T. A. Strasser, J. Judkins, J. J. DeMarco, R. Pedrazzani, and D. J. DiGiovanni, “Rayleigh scattering limitations in distributed Raman pre-amplifiers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 1, pp. 159–161, 1998.
- [52] T. N. Nielsen, P. B. Hansen, A. J. Stentz, V. M. Aquaro, J. R. Pedrazzani, A. A. Abramov, and R. P. Espindola, “8 \times 10 Gb/s 1.3- μm unrepeated transmission over a distance of 141 km with Raman post- and pre-amplifiers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 10, pp. 1492–1494, 1998.
- [53] T. Nielsen, P. Hansen, A. Stentz, V. Aquaro, J. Pedrazzani, A. Abramov, and R. Espindola, “10-Gbit/s repeaterless transmission at 1.3 μm with 55.1-dB power budget using Raman post- and preamplifier,” in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 1998, OFC 98, 22-27 Feb*, San Jose, CA, USA, 1998, pp. 52–53.
- [54] D. I. Chang, H. K. Lee, and K. H. Kim, “Cascaded Raman fibre laser operating at 1.48 μm ,” *Electronics Letters*, vol. 35, no. 22, pp. 1951–1952, 1999.
- [55] D. V. Gapontsev, S. V. Chernikov, and J. R. Taylor, “Fibre Raman amplifiers for broadband operation at 1.3 μm ,” *Optics Communications*, vol. 166, no. 1-6, pp. 85–88, 1999.
- [56] H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov, M. Ma, and E. Rabarijaona, “Pump interactions in a 100-nm bandwidth Raman amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 5, pp. 530–532, 1999.
- [57] Y. Emori, K. Tanaka, and S. Namiki, “100 nm bandwidth flat-gain Raman amplifiers pumped and gain-equalised by 12-wavelength-channel WDM laser diode unit,” *Electronics Letters*, vol. 35, no. 16, pp. 1355–1356, 1999.
- [58] H. Masuda and S. Kawai, “Wide-band and gain-flattened hybrid fiber amplifier consisting of an EDFA and a multiwavelength pumped Raman amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 6, pp. 647–649, 1999.

- [59] J. S. Wey, L. Joneckis, and J. Goldhar, “Cross-talk bandwidth in backward pumped fiber Raman amplifiers,” in *Optical Fiber Communication Conference, 1999, and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, OFC/IOOC 99, 21-26 Feb*, San Diego, CA, USA, 1999, vol. 4, pp. 50–52.
- [60] S. K. Turitsyn, M. P. Fedoruk, W. Forysiak, and N. J. Doran, “Dispersion-management in fiber communication lines using Raman amplification,” *Optics Communications*, vol. 170, no. 1-3, pp. 23–27, 1999.
- [61] B. K. Min, W. J. Lee, and N. Park, “Efficient formulation of Raman amplifier propagation equations with average power analysis,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 11, pp. 1486–1488, 2000.
- [62] C. Fludger, A. Maroney, N. Jolley, and R. Mears, “An analysis of the improvements in OSNR from distributed Raman amplifiers using modern transmission fibres,” in *Optical Fiber Communication Conference 2000, OFC 2000, 7-10 March*, Baltimore, MD, USA, 2000, vol. 4, pp. 100–102.
- [63] D. Il Chang, D. S. Lim, M. Y. Jeon, H. K. Lee, K. H. Kim, and T. Park, “Dual-wavelength cascaded Raman fibre laser,” *Electronics Letters*, vol. 36, no. 16, pp. 1356–1358, 2000.
- [64] E. M. Dianov, I. A. Bufetov, M. M. Bubnov, M. V. Grekov, S. A. Vasiliev, and O. I. Medvedkov, “Three-cascaded 1407-nm Raman laser based on phosphorus-doped silica fiber,” *Optics Letters*, vol. 25, no. 6, pp. 402–404, 2000.
- [65] H. S. Seo and K. Oh, “Optimization of silica fiber Raman amplifier using the Raman frequency modeling for an arbitrary GeO₂ concentration in the core,” *Optics Communications*, vol. 181, no. 1-3, pp. 145–151, 2000.
- [66] L. Garrett, M. Eiselt, R. Tkach, V. Dominic, R. Waarts, D. Giltner, and D. Mehuys, “Field demonstration of distributed Raman amplification with 3.8 dB Q-improvement for 5 × 120 km transmission,” in *Optical Fiber Communication Conference 2000, OFC 2000, 7-10 Mar*, Baltimore, MD, USA, 2000, vol. 4, pp. 293–295.
- [67] N. I. Shamrov, “Statistical properties of stimulated Raman scattering in a nonlinear regime,” *Journal of Applied Spectroscopy*, vol. 67, no. 6, pp. 981–989, 2000.
- [68] N. S. Kim, M. Prabhu, C. Li, J. Song, D. Shen, K. Ueda, and H. J. Kong, “Ge-doped Raman fiber amplifier with enhanced signal-to-noise ratio using second Stokes control pulses,” *Applied Physics B - Lasers and Optics*, vol. 70, no. 2, pp. 169–173, 2000.
- [69] P. Dong, W. M. Man, and J. Y. Gao, “Probe amplification from Raman gain to inversionless gain,” *Physics Letters A*, vol. 265, no. 1-2, pp. 43–51, 2000.
- [70] S. A. E. Lewis, S. V. Chernikov, and J. R. Taylor, “Characterization of double Rayleigh scatter noise in Raman amplifiers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 5, pp. 528–530, 2000.
- [71] —, “Broadband high-gain dispersion compensating Raman amplifier,” *Electronics Letters*, vol. 36, no. 16, pp. 1355–1356, 2000.

- [72] S. H. Wang, L. Zhang, and C. C. Fan, "Generalized attenuation coefficients and their application in counter-pumped fiber Raman amplifier simulation," in *2000 International Conference on Communication Technology Proceedings, 21-25 Ago*, Beijing, China, 2000, pp. 1550–1553.
- [73] T. Saito, K. Suto, T. Kimura, A. Watanabe, and J. Nishizawa, "Backward and forward Raman scattering in highly efficient GaP Raman amplifier waveguides," *Journal of Luminescence*, vol. 87-9, pp. 883–885, 2000.
- [74] Y. Emori and S. Namiki, "Demonstration of broadband Raman amplifiers: a promising application of high-power pumping unit," *Furukawa Review*, no. 19, pp. 59–62, 2000.
- [75] C. R. S. Fludger, V. Handerek, and R. J. Mears, "Pump to signal RIN transfer in Raman fiber amplifiers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, no. 8, pp. 1140–1148, 2001.
- [76] C. Fludger, V. Handerek, and R. Mears, "Fundamental noise limits in broadband Raman amplifiers," in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 2001, OFC 2001, 17-22 Mar*, Anaheim, CA, USA, 2001, vol. 1, pp. MA5-1 – MA5-3.
- [77] C. R. S. Fludger, Y. Zhu, V. Handerek, and R. J. Mears, "Impact of MPI and modulation format on transmission systems employing distributed Raman amplification," *Electronics Letters*, vol. 37, no. 15, pp. 970–972, 2001.
- [78] M. H. Yan, J. P. Chen, W. N. Jiang, J. L. Li, J. F. Chen, and X. Li, "Pump depletion induced noise and crosstalk in distributed optical fiber Raman amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 7, pp. 651–653, 2001.
- [79] S. Gray, M. Vasilyev, and K. Jepsen, "Spectral broadening of double Rayleigh backscattering in a distributed Raman amplifier," in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 2001, OFC 2001, 17-22 Mar*, Anaheim, CA, USA, 2001, vol. 1, pp. MA2-1 – MA2-3.
- [80] T. Miyakawa, H. Sakata, and N. Edagawa, "A study of noise reduction in distributed fiber Raman amplification," in *The 4th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics 2001, CLEO/Pacific Rim 2001, 15-19 Jul*, Chiba, Japan, 2001, pp. 550–551.
- [81] W. Zhang, J. Peng, X. Liu, and C. Fan, "An analytical expression of equivalent noise figure for distributed fiber Raman amplifiers with Rayleigh scattering," *Optics Communications*, vol. 199, no. 1-4, pp. 231–236, 2001.
- [82] A. Carena, V. Curri, and P. Poggiolini, "On the optimization of hybrid Raman/Erbium-doped fiber amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 11, pp. 1170–1172, 2001.
- [83] —, "Comparison between different configurations of hybrid Raman/Erbium-doped fiber amplifiers," in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 2001, OFC 2001, 17-22 Mar*, Anaheim, CA, USA, 2001, vol. 2, pp. TuA3-1 – TuA3-3.
- [84] F. Koch, S. A. E. Lewis, S. V. Chernikov, and J. R. Taylor, "Broadband Raman gain characterisation in various optical fibres," *Electronics Letters*, vol. 37, no. 24, pp. 1437–1439, 2001.

- [85] L. Helczynski and A. Berntson, “Comparison of EDFA and bidirectionally pumped Raman amplifier in a 40-Gb/s RZ transmission system,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 7, pp. 669–671, 2001.
- [86] M. Karásek, M. Menif, and A. Bellemare, “Design of wideband hybrid amplifiers for local area networks,” *IEE Proceedings-Optoelectronics*, vol. 148, no. 3, pp. 150–155, 2001.
- [87] M. H. Yan, J. P. Chen, W. N. Jiang, J. L. Li, J. F. Chen, and X. Li, “Automatic design scheme for optical-fiber Raman amplifiers backward-pumped with multiple laser diode pumps,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 9, pp. 948–950, 2001.
- [88] P. Krummrich, R. Neuhauser, and C. Glingener, “Bandwidth limitations of broadband distributed Raman fiber amplifiers for WDM systems,” in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 2001, OFC 2001, 17-22 Mar*, Anaheim, CA, USA, 2001, vol. 1, pp. MI3–1 – MI3–3.
- [89] M. C. Ho, K. Uesaka, M. Marhic, Y. Akasaka, and L. G. Kazovsky, “200-nm-bandwidth fiber optical amplifier combining parametric and Raman gain,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, no. 7, pp. 977–981, 2001.
- [90] E. M. Dianov, “Advances in Raman fibers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 8, pp. 1457–1462, 2002.
- [91] M. N. Islam, “Raman amplifiers for telecommunications,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, no. 3, pp. 548–559, 2002.
- [92] E. Poutrina and G. P. Agrawal, “Timing jitter in dispersion-managed soliton systems with distributed, lumped, and hybrid amplification,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 5, pp. 762–769, 2002.
- [93] —, “Effect of distributed Raman amplification on timing jitter in dispersion-managed lightwave systems,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 1, pp. 39–40, 2002.
- [94] H. Masuda, A. Mori, K. Shikano, K. Oikawa, K. Kato, and M. Shimizu, “Ultra-wideband hybrid Tellurite/silica fiber Raman amplifier,” in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 2002, OFC 2002, 17-22 Mar*, Anaheim, CA, USA, 2002, pp. 388–390.
- [95] J. Santhanam and G. P. Agrawal, “Raman-induced timing jitter in dispersion-managed optical communication systems,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, no. 3, pp. 632–639, 2002.
- [96] R. Hainberger, T. Hoshida, T. Terahara, and H. Onaka, “Comparison of span configurations of Raman-amplified dispersion-managed fibers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 4, pp. 471–473, 2002.
- [97] T. Hirooka and M. J. Ablowitz, “Suppression of intrachannel dispersion-managed pulse interactions by distributed amplification,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 3, pp. 316–318, 2002.
- [98] J. J. Mei, D. M. Liu, and D. X. Huang, “Two novel methods for analyzing multipath interference in distributed fiber Raman amplifiers,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 34, no. 2, pp. 109–112, 2002.

- [99] R. J. Essiambre, P. Winzer, J. Bromage, and C. H. Kim, "Design of bidirectionally pumped fiber amplifiers generating double Rayleigh backscattering," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 7, pp. 914–916, 2002.
- [100] S. H. Chang, S. K. Kim, M. J. Chu, and J. H. Lee, "Limitations in fibre Raman amplifiers imposed by Rayleigh scattering of signals," *Electronics Letters*, vol. 38, no. 16, pp. 865–867, 2002.
- [101] S. H. Wang and C. C. Fan, "Noise performance analysis of bi-directionally pumped distributed fiber Raman amplifiers with consideration of fiber nonlinearity and its impact on EDFA output OSNR," *Optics Communications*, vol. 210, no. 3-6, pp. 355–360, 2002.
- [102] V. E. Perlin and H. G. Winful, "On distributed Raman amplification for ultrabroadband long-haul WDM systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 3, pp. 409–416, 2002.
- [103] X. Zhou, M. Birk, and S. Woodward, "Pump-noise induced fwm effect and its reduction in a distributed Raman fiber amplifier," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 12, pp. 1686–1688, 2002.
- [104] Y. Emori, S. Kado, and S. Namiki, "Broadband flat-gain and low-noise Raman amplifiers pumped by wavelength-multiplexed high-power laser diodes," *Optical Fiber Technology*, vol. 8, no. 2, pp. 107–122, 2002.
- [105] A. Kobayakov, M. Vasilyev, S. Tsuda, G. Giudice, and S. Ten, "Analytical model for Raman noise figure in dispersion-managed fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 1, pp. 30–32, 2003.
- [106] A. Kobayakov, S. Gray, and M. Vasilyev, "Quantitative analysis of Rayleigh crosstalk in Raman amplifiers," *Electronics Letters*, vol. 39, no. 9, pp. 732–733, 2003.
- [107] H. S. Chung, W. Lee, M. J. Chu, Y. B. Lee, H. H. Lee, and D. Lee, "A low-noise L-band EDFA with a 1500-nm Raman-pumped dispersion-compensating fiber section," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 4, pp. 522–524, 2003.
- [108] J. Bromage, P. J. Winzer, L. E. Nelson, M. D. Mermelstein, C. Horn, and C. H. Headley, "Amplified spontaneous emission in pulse-pumped Raman amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 5, pp. 667–669, 2003.
- [109] J. D. Ania-Castañón and S. K. Turitsyn, "Noise and gain optimisation in bi-directionally pumped dispersion compensating amplifier modules," *Optics Communications*, vol. 224, no. 1-3, pp. 107–111, 2003.
- [110] M. D. Mermelstein, K. Brar, and C. Headley, "RIN transfer measurement and modeling in dual-order Raman fiber amplifiers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, no. 6, pp. 1518–1523, 2003.
- [111] M. Tang, P. Shum, and Y. D. Gong, "Design of double-pass discrete Raman amplifier and the impairments induced by Rayleigh backscattering," *Optics Express*, vol. 11, no. 16, pp. 1887–1893, 2003.
- [112] P. Parolari, L. Marazzi, L. Bernardini, and M. Martinelli, "Double Rayleigh scattering noise in lumped and distributed Raman amplifiers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, no. 10, pp. 2224–2228, 2003.

- [113] Z. Tong, H. Wei, and S. S. Tan, “Comparison of different Raman amplification schemes in long-span fiber transmission systems with double Rayleigh backscattering,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 12, pp. 1782–1784, 2003.
- [114] A. Pizzinat, M. Santagiustina, and C. Schivo, “Impact of hybrid EDFA-distributed Raman amplification on a 4×40 -Gb/s WDM optical communication system,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 2, pp. 341–343, 2003.
- [115] F. Matera, V. Eramo, A. Schiffrini, M. Guglielmucci, and M. Settembre, “Numerical investigation on design of wide geographical optical-transport networks based on $n \times 40$ -Gb/s transmission,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, no. 2, pp. 456–465, 2003.
- [116] W. Wang, H. N. Poulsen, L. Rau, H. F. Chou, J. E. Bowers, D. J. Blumenthal, and L. Gruner-Nielsen, “Regenerative 80-Gb/s fiber xpm wavelength converter using a hybrid Raman/EDFA configuration,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 10, pp. 1416–1418, 2003.
- [117] G. C. Gupta, L. L. Wang, O. Mizuhara, R. E. Tench, N. N. Dang, P. Tabaddor, and A. Judy, “3.2-Tb/s ($40 \text{ ch} \times 80 \text{ Gb/s}$) transmission with spectral efficiency of 0.8 b/s/Hz over 21×100 km of dispersion-managed high local dispersion fiber using all-Raman amplified spans,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 7, pp. 996–998, 2003.
- [118] J. W. Nicholson, “Dispersion compensating Raman amplifiers with pump reflectors for increased efficiency,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, no. 8, pp. 1758–1762, 2003.
- [119] S. H. Chang, S. K. Kim, H. S. Chung, and M. J. Chu, “Transient effects and gain-control method in low-noise dispersion-compensating hybrid fiber amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 7, pp. 906–908, 2003.
- [120] S. Hur, J. Ko, I. Lee, Y. S. Kim, and J. Jeong, “Theoretical investigation of 8×10 -Gb/s WDM signal transmission performance based on gain-equalized SOAs using backward Raman pumping at DCF,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, no. 6, pp. 1499–1503, 2003.
- [121] J. C. Bouteiller, K. Brar, J. Bromage, S. Radic, and C. Headley, “Dual-order Raman pump,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 2, pp. 212–214, 2003.
- [122] P. C. Xiao, Q. J. Zeng, J. Huang, and J. M. Liu, “A new optimal algorithm for multi-pump sources of distributed fiber Raman amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 2, pp. 206–208, 2003.
- [123] J. D. Ania-Castañón, I. O. Nasieva, N. Kurukitkoson, S. K. Turitsyn, C. Borsier, and E. Pincemin, “Nonlinearity management in fiber transmission systems with hybrid amplification,” *Optics Communications*, vol. 233, no. 4-6, pp. 353–357, 2004.
- [124] J. H. Lee, Y. M. Chang, Y. G. Han, S. H. Kim, and S. B. Lee, “Dynamic properties of single pump, dispersion-compensating Raman/EDFA hybrid amplifier recycling residual Raman pump,” *Optics Express*, vol. 12, no. 26, pp. 6594–6599, 2004.
- [125] G. Bolognini and F. Di Pasquale, “Transient effects in gain-clamped discrete Raman amplifier cascades,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 1, pp. 66–68, 2004.

- [126] M. Karásek, J. Kaňka, P. Honzátko, and P. Peterka, “Time-domain simulation of power transients in Raman fibre amplifiers,” *International Journal of Numerical Modelling-Electronic Networks Devices and Fields*, vol. 17, no. 2, pp. 165–176, 2004.
- [127] M. Karásek, J. Kaňka, P. Honzátko, and J. Radil, “Protection of surviving channels in all-optical gain-clamped lumped Raman fibre amplifier: modelling and experimentation,” *Optics Communications*, vol. 231, no. 1-6, pp. 309–317, 2004.
- [128] I. Mandelbaum, M. Bolshtyansky, and T. Heinz, “Polarization dependent gain simulation in dual-order Raman fiber amplifiers,” in *Optical Fiber Communication Conference 2004, OFC 2004, 23-27 Feb*, Los Angeles, CA, USA, 2004, vol. 1.
- [129] X. Zhou and P. Magill, “Polarization-dependent gain due to signal-signal Raman interaction in low-PMD fiber,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 10, pp. 2239–2241, 2004.
- [130] S. Popov, S. Sergeev, and A. T. Friberg, “The impact of pump polarization on the polarization dependence of the Raman gain due to the breaking of a fibre’s circular symmetry,” *Journal of Optics A - Pure and Applied Optics*, vol. 6, no. 3, pp. S72–S76, 2004.
- [131] N. Azami, “Characterization of polarization-dependent gain in Raman fiber amplifier,” *Optics Communications*, vol. 230, no. 1-3, pp. 181–184, 2004.
- [132] D. Dahan and G. Eisenstein, “The properties of amplified spontaneous emission noise in saturated fiber Raman amplifiers operating with CW signals,” *Optics Communications*, vol. 236, no. 4-6, pp. 279–288, 2004.
- [133] G. Bolognini, S. Sugliani, and F. Di Pasquale, “Double Rayleigh scattering noise in Raman amplifiers using pump time-division-multiplexing schemes,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 5, pp. 1286–1288, 2004.
- [134] M. A. Mahdi and S. J. Sheih, “Effects of time-division multiplexing of two-pump wavelengths on a counterpumped Raman-fiber amplifier,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 42, no. 3, pp. 238–239, 2004.
- [135] S. Sugliani, G. Sacchi, G. Bolognini, S. Faralli, and F. Di Pasquale, “Effective suppression of penalties induced by parametric nonlinear interaction in distributed Raman amplifiers based on NZ-DS fibers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 1, pp. 81–83, 2004.
- [136] T. Tokle, Q. N. T. Le, C. Peucheret, and P. Jeppesen, “Optimum dispersion map for Raman amplified 160 km NZDSF+DCF fibre spans with 40 Gbit/s RZ signals,” *Electronics Letters*, vol. 40, no. 22, pp. 1443–1445, 2004.
- [137] I. Nasieva, J. D. Ania-Castanon, S. K. Turitsyn, C. Borsier, E. Pincemin, and P. Fedoruk, “Span design for reduced noise and nonlinear impairments in a dispersion-managed Raman amplified system,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 36, no. 8, pp. 725–732, 2004.
- [138] S. Saito, J. I. Nishizawa, K. Suto, and T. Kimura, “The structure and maximal gain of CW-pumped GaP-AlGaP semiconductor Raman amplifier with tapers on both sides,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 1, pp. 48–50, 2004.

- [139] T. K. Liang and H. K. Tsang, “Efficient Raman amplification in silicon-on-insulator waveguides,” *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 16, pp. 3343–3345, 2004.
- [140] M. Bottacini, F. Poli, A. Cucinotta, and S. Selleri, “Modeling of photonic crystal fiber Raman amplifiers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 7, pp. 1707–1713, 2004.
- [141] M. Tang, Y. D. Gong, and P. Shum, “Design of double-pass dispersion-compensated Raman amplifiers for improved efficiency: guidelines and optimizations,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 8, pp. 1899–1908, 2004.
- [142] H. S. Seo, Y. G. Choi, and K. H. Kim, “Design of transmission optical fiber with a high Raman gain, large effective area, low nonlinearity, and low double Rayleigh backscattering,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 1, pp. 72–74, 2004.
- [143] J. Hu, B. S. Marks, and C. K. Menyuk, “Flat-gain fiber Raman amplifiers using equally spaced pumps,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 6, pp. 1519–1522, 2004.
- [144] M. Giltrelli and M. Santagiustina, “Semianalytical approach to the gain ripple minimization in multiple pump fiber Raman amplifiers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 11, pp. 2454–2456, 2004.
- [145] S. Cui, J. S. Liu, and X. M. Ma, “A novel efficient optimal design method for gain-flattened multiwavelength pumped fiber Raman amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 11, pp. 2451–2453, 2004.
- [146] S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, P. Corredera, M. L. Hernanz, and A. Carrasco, “Gain-flattening of fiber Raman amplifiers using non-linear pump spectral broadening,” *Optics Communications*, vol. 242, no. 4-6, pp. 463–469, 2004.
- [147] S. M. Kobtsev and A. A. Pustovskikh, “Improvement of Raman amplifier gain flatness by broadband pumping sources,” *Laser Physics*, vol. 14, no. 12, pp. 1488–1491, 2004.
- [148] W. Zhang, Y. Wang, J. D. Peng, and X. M. Liu, “Broadband high power continuous wave fiber Raman source and its applications,” *Optics Communications*, vol. 231, no. 1-6, pp. 371–374, 2004.
- [149] M. E. Marhic, K. K. Y. Wong, and L. G. Kazovsky, “Wide-band tuning of the gain spectra of one-pump fiber optical parametric amplifiers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 10, no. 5, pp. 1133–1141, 2004.
- [150] K. Thyagarajan and C. Kakkar, “Novel fiber design for flat gain Raman amplification using single pump and dispersion compensation in S band,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 10, pp. 2279–2286, 2004.
- [151] Y. Hadjar, N. J. Traynor, and S. Gray, “Noise figure tilt reduction in ultrawide-band WDM through second-order Raman amplification,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 4, pp. 1200–1202, 2004.
- [152] X. Zhou and M. Birk, “New design method for a WDM system employing broad-band Raman amplification,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 3, pp. 912–914, 2004.

- [153] J. C. Bouteiller and L. Leng, "Pump-pump four-wave mixing in distributed Raman amplified systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 3, pp. 723–732, 2004.
- [154] X. M. Liu and M. D. Zhang, "An effective method for two-point boundary value problems in Raman amplifier propagation equations," *Optics Communications*, vol. 235, no. 1-3, pp. 75–82, 2004.
- [155] X. M. Liu, "Fast and accurate algorithms for solving model equations of fibre amplifiers," *Journal of Optics A - Pure and Applied Optics*, vol. 6, no. 10, pp. 961–970, 2004.
- [156] X. M. Liu and Y. H. Li, "Efficient algorithm and optimization for broadband Raman amplifiers," *Optics Express*, vol. 12, no. 4, pp. 564–573, 2004.
- [157] X. M. Liu, "Powerful solution for simulating nonlinear coupled equations describing bidirectionally pumped broadband Raman amplifiers," *Optics Express*, vol. 12, no. 4, pp. 545–550, 2004.
- [158] X. M. Liu and Y. H. Li, "Optimizing the bandwidth and noise performance of distributed multi-pump Raman amplifiers," *Optics Communications*, vol. 230, no. 4-6, pp. 425–431, 2004.
- [159] X. M. Liu, J. Chen, C. Lu, and X. Zhou, "Optimizing gain profile and noise performance for distributed fiber Raman amplifiers," *Optics Express*, vol. 12, no. 6053-6066, 2004.
- [160] X. M. Liu, "Optimization for various schemes of distributed fibre Raman amplifiers," *Journal of Optics A - Pure and Applied Optics*, vol. 6, no. 11, pp. 1017–1026, 2004.
- [161] Z. B. Xu, K. Rottwitt, C. Peucheret, and P. Jeppesen, "Optimization of pumping schemes for 160-Gb/s single-channel Raman amplified systems," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 1, pp. 329–331, 2004.
- [162] M. Muktoyuk, S. Gray, and A. Evans, "A method for progressive optimization of pump power and wavelengths for Raman amplification," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 5, pp. 1283–1285, 2004.
- [163] J. Park, P. Kim, J. Park, H. Lee, and N. Park, "Closed integral form expansion of Raman equation for efficient gain optimization process," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 7, pp. 1649–1651, 2004.
- [164] W. Zhang, X. Feng, J. D. Peng, and X. M. Liu, "A simple algorithm for gain spectrum adjustment of backward-pumped distributed fiber Raman amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 1, pp. 69–71, 2004.
- [165] J. H. Zhou, J. P. Chen, and X. W. Li, "A novel method to optimize optical-fiber Raman amplifiers using equally spaced low-power laser diode pumps," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 40, no. 2, pp. 124–127, 2004.
- [166] Z. Tong, H. A. Wei, and S. S. Jian, "Investigation and optimization of bidirectionally dual-order pumped distributed Raman amplifiers," *Optics Express*, vol. 12, no. 9, pp. 1794–1802, 2004.

- [167] D. F. Grosz, A. Agarwal, A. P. Kung, S. Banerjee, D. N. Maywar, and T. H. Wood, "Performance of a ULH single wide-band all-Raman DWDM transmission system over dispersion-managed spans," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 4, pp. 1197–1199, 2004.
- [168] J. Bromage, J. C. Bouteiller, H. J. Thiele, K. Brar, L. E. Nelson, S. Stulz, C. Headley, R. Boncek, J. Kim, A. Klein, G. Baynham, L. V. Jorgensen, L. Gruner-Nielsen, R. L. Lingle, and D. J. DiGiovanni, "WDM transmission over multiple long spans with bidirectional Raman pumping," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 225–232, 2004.
- [169] C. Rasmussen, T. Fjelde, J. Bennike, F. H. Liu, S. Dey, B. Mikkelsen, P. Mamyshev, P. Serbe, P. van der Wagt, Y. Akasaka, D. Harris, D. Gapontsev, V. Ivshin, and P. Reeves-Hall, "DWDM 40 G transmission over trans-pacific distance (10000 km) using CSRZ-DPSK, enhanced FEC, and all-Raman-amplified 100-km ultrawave fiber spans," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 203–207, 2004.
- [170] J. C. Bouteiller, J. Bromage, H. Thiele, L. E. Nelson, K. Brar, and S. Stulz, "An optimization process for Raman-amplified long-span transmission," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 1, pp. 326–328, 2004.
- [171] D. F. Grosz, A. Agarwal, S. Banerjee, D. N. Maywar, and A. P. Kung, "All-Raman ultralong-haul single-wideband DWDM transmission systems with OADM capability," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 2, pp. 423–432, 2004.
- [172] T. Tsuritani, K. Ishida, A. Agata, K. Shimomura, I. Morita, T. Tokura, H. Taga, T. Mizuochi, N. Edagawa, and S. Akiba, "70-GHz-spaced 40×42.7 Gb/s transpacific transmission over 9400 km using prefiltered csrz-dpsk signals, all-Raman repeaters, and symmetrically dispersion-managed fiber spans," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 215–224, 2004.
- [173] K. Toge and K. Hogari, "Evaluation of Raman gain coefficient distribution independent of imperfection contributions," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 1, pp. 75–77, 2004.
- [174] K. Toge, K. Hogari, and T. Horiguchi, "Performance prospects for distributed measurement of Raman gain characteristics in optical fibers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 7, pp. 1701–1706, 2004.
- [175] J. Bromage, "Raman amplification for fiber communications systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 79–93, 2004.
- [176] M. N. Islam, *Raman Amplifiers for Telecommunications 1 - Physical Principles*. New York, NY - USA: Springer, 2004.
- [177] —, *Raman Amplifiers for Telecommunications 2 - Sub-Systems and Systems*. New York, NY - USA: Springer, 2004.
- [178] J. H. Lee, Y. M. Chang, Y. G. Han, H. Y. Chung, S. H. Kim, and S. B. Lee, "A detailed experimental study on single-pump Raman/EDFA hybrid amplifiers: static, dynamic, and system performance comparison," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 11, pp. 3484–3493, 2005.

- [179] H. S. Seo, W. J. Chung, and J. T. Alm, "A novel hybrid silica wide-band amplifier covering S+C+L bands with 105-nm bandwidth," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 9, pp. 1830–1832, 2005.
- [180] H. S. Seo, W. J. Chung, and J. I. Alm, "S + C bands amplification in a distributed Er-doped Raman fiber," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 6, pp. 1181–1183, 2005.
- [181] Y. T. Cho, M. N. Alahbabi, G. Brambilla, and T. P. Newson, "Distributed Raman amplification combined with a remotely pumped EDFA utilized to enhance the performance of spontaneous Brillouin-based distributed temperature sensors," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 6, pp. 1256–1258, 2005.
- [182] A. Ahmad, M. A. M. Izyani, A. K. Zamzuri, F. R. M. Adikan, S. J. Sheih, and M. A. Mahdi, "Experimental validation of osnr enhancement utilizing hybrid Raman/Erbium fiber amplifiers," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 45, no. 4, pp. 333–335, 2005.
- [183] J. H. Lee, Y. M. Chang, Y. G. Han, S. H. Kim, H. Y. Chung, and S. B. Lee, "Dispersion-compensating Raman/EDFA hybrid amplifier recycling residual Raman pump for efficiency enhancement," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 1, pp. 43–45, 2005.
- [184] S. R. Luthi, A. Silva, C. J. A. Bastos-Filho, J. E. Martins-Filho, and A. S. L. Gomes, "TDFA/Raman hybrid amplifiers covering the entire S-band pumped by a single laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 10, pp. 2050–2052, 2005.
- [185] H. S. Chung, J. Han, S. H. Chang, and K. Kim, "A Raman plus linear optical amplifier as an inline amplifier in a long-haul transmission of 16 channels \times 10 Gbit/s over single-mode fiber of 1040 km," *Optics Communications*, vol. 244, no. 1-6, pp. 141–145, 2005.
- [186] S. K. Varshney, K. Saitoh, and M. Koshiba, "A novel design for dispersion compensating photonic crystal fiber Raman amplifier," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 10, pp. 2062–2064, 2005.
- [187] C. L. Zhao, Z. H. Li, X. F. Yang, C. Lu, W. Jin, and A. S. Demokan, "Effect of a nonlinear photonic crystal fiber on the noise characterization of a distributed Raman amplifier," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 3, pp. 561–563, 2005.
- [188] F. Poli, L. Rosa, M. Bottacini, M. Foroni, A. Cucinotta, and S. Selleri, "Multipump flattened-gain Raman amplifiers based on photonic-crystal fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 12, pp. 2556–2558, 2005.
- [189] C. Kakkar and K. Thyagarajan, "High gain Raman amplifier with inherent gain flattening and dispersion compensation," *Optics Communications*, vol. 250, no. 1-3, pp. 77–83, 2005.
- [190] J. C. Dung, "Reflective type Raman amplification for loss compensation in dispersion compensating fiber," *Optics Communications*, vol. 246, no. 1-3, pp. 85–89, 2005.
- [191] B. Jalali, O. Boyraz, D. Dimitropoulos, V. Raghunathan, R. Claps, and P. Koonath, "Silicon Raman amplifiers, lasers, and their applications," in *2nd IEEE International Conference on Group IV Photonics, 21-23 Set, 2005*, Antwerp, Belgium, 2004.

- [192] Y. H. Li, S. D. Jackson, Y. C. Zhao, and S. Fleming, “Simultaneous operation of a Raman fiber amplifier and laser pumped by a dual-wavelength Nd^{3+} -doped fiber laser,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 5, pp. 1907–1912, 2005.
- [193] H. Kishikawa and N. Goto, “Proposal of all-optical wavelength-selective switching using waveguide-type Raman amplifiers and 3-dB couplers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 4, pp. 1631–1636, 2005.
- [194] G. S. Felinskyi and P. A. Korotkov, “Actual band model for design of optical fiber Raman amplifier with multiwave pumping,” in *2nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers 2005, CAOL 2005, 12-17 Set*, Yalta, Ukraine, 2005, pp. 168–171.
- [195] T. Zhang, X. P. Zhang, and G. D. Zhang, “Distributed fiber Raman amplifiers with incoherent pumping,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 6, pp. 1175–1177, 2005.
- [196] B. Han, X. P. Zhang, G. D. Zhang, Z. G. Lu, and G. X. Yang, “Composite broad-band fiber Raman amplifiers using incoherent pumping,” *Optics Express*, vol. 13, no. 16, pp. 6023–6032, 2005.
- [197] J. H. Zhou, J. P. Chen, X. W. Li, W. N. Jiang, and Y. P. Wang, “A novel pump adjustment method for WDM pumped optical Raman amplifier,” *Optics Communications*, vol. 248, no. 4-6, pp. 407–413, 2005.
- [198] Q. Han, J. P. Ning, Z. Q. Chen, L. J. Shang, and G. F. Fan, “An efficient shooting method for fibre Raman amplifier design,” *Journal of Optics A - Pure and Applied Optics*, vol. 7, no. 8, pp. 386–390, 2005.
- [199] X. Zhou, P. Magill, and M. Birk, “Model for polarization-dependent gain due to pump depletion in a WDM system with forward-pumped Raman amplification,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 3, pp. 1056–1062, 2005.
- [200] E. S. Son, J. H. Lee, and Y. C. Chung, “Statistics of polarization-dependent gain in fiber Raman amplifiers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 3, pp. 1219–1226, 2005.
- [201] Z. H. Li, Z. H. Li, X. H. Lim, C. Lu, J. Chen, and Y. X. Wang, “Reduction of polarization-dependent gain due to signal-to-signal Raman interaction in fiber Raman amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 3, pp. 558–560, 2005.
- [202] H. Wen, X. Yang, and W. Y. Gu, “Novel methods for fast fiber Raman amplifier pump configuration,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 4, pp. 1713–1720, 2005.
- [203] J. Hu, B. S. Marks, Q. Zhang, and C. R. Menyuk, “Modeling backward-pumped Raman amplifiers,” *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, vol. 22, no. 10, pp. 2083–2090, 2005.
- [204] P. Kim and N. Park, “Semianalytic dynamic gain-clamping method for the fiber Raman amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 4, pp. 768–770, 2005.

- [205] S. K. Varshney, T. Fujisawa, K. Saitoh, and M. Koshihara, "Novel design of inherently gain-flattened discrete highly nonlinear photonic crystal fiber Raman amplifier and dispersion compensation using a single pump in c-band," *Optics Express*, vol. 13, no. 23, pp. 9516–9526, 2005.
- [206] H. Masuda, K. Sato, A. Hirano, and Y. Miyamoto, "Pump-wavelength detuning method for forward pumped distributed Raman amplification systems," *Electronics Letters*, vol. 41, no. 10, pp. 608–610, 2005.
- [207] C. Martinelli, L. Lorcy, A. Durecu-Legrand, D. Mongardien, S. Borne, and D. Bayart, "RIN transfer in copumped Raman amplifiers using polarization-combined diodes," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 9, pp. 1836–1838, 2005.
- [208] T. Miyamoto, M. Tanaka, J. Kobayashi, T. Tsuzaki, M. Hirano, T. Okuno, M. Kakui, and M. Shigematsu, "Highly nonlinear fiber-based lumped fiber Raman amplifier for CWDM transmission systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 11, pp. 3475–3483, 2005.
- [209] S. Diaz, G. Lasheras, and M. Lopez-Amo, "WDM bi-directional transmission over 35 km amplified fiber-optic bus network using Raman amplification for optical sensors," *Optics Express*, vol. 13, no. 24, pp. 9666–9671, 2005.
- [210] S. Faralli, G. Bolognini, G. Sacchi, S. Sugliani, and F. Di Pasquale, "Bidirectional higher order cascaded Raman amplification benefits for 10-Gb/s WDM unrepeated transmission systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 8, pp. 2427–2433, 2005.
- [211] K. Rottwitt and J. H. Povlsen, "Analyzing the fundamental properties of Raman amplification in optical fibers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 11, pp. 3597–3605, 2005.
- [212] C. Headley and G. P. Agrawal, *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*. Burlington - MA - USA: Elsevier, 2005.
- [213] Z. H. Li, C. L. Zhao, Y. J. Wen, C. Lu, Y. X. Wang, and J. Chen, "Optimization of a Raman/EDFA hybrid amplifier based on dual-order stimulated Raman scattering using a single-pump," *Optics Communications*, vol. 265, no. 2, pp. 655–658, 2006.
- [214] G. E. Tudury, J. Hu, B. S. Marks, A. S. Lenihan, C. R. Menyuk, and G. M. Carter, "Gain characteristics of a 210 km hybrid Raman/Erbium-doped fiber amplified loop," *Optics Communications*, vol. 261, no. 1, pp. 152–157, 2006.
- [215] H. H. Lee, S. G. Koo, and D. Lee, "An automatic-gain-controlled Raman fiber amplifier/gain-clamped SOA for metro WDM networks with changes in span loss," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 5-8, pp. 664–666, 2006.
- [216] K. C. Reichmann, P. P. Iannone, X. Zhou, N. J. Frigo, and B. R. Hemenway, "240-km CWDM transmission using cascaded SOA Raman hybrid amplifiers with 70-nm bandwidth," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 1-4, pp. 328–330, 2006.
- [217] K. Tsia, S. Fathpour, and B. Jalali, "Energy harvesting in silicon Raman amplifiers," in *3rd IEEE International Conference on Group IV Photonics 2006, 13-15 Set.*, Ottawa, ON, Canada., 2006, pp. 231–233.

- [218] H. Rong, Y.-H. Kuo, S. Xu, O. Cohen, O. Raday, and M. Paniccia, “Recent development on silicon Raman lasers and amplifiers,” in *IEEE Lasers & Electro-Optics Society 2006, LEOS 2006, 20 Oct - 2 Nov*, Montreal, QC, Canada, 2006, pp. 929–930.
- [219] H. Rong, R. Jones, A. Liu, M. Paniccia, O. Cohen, and D. Hak, “Silicon based lasers and amplifiers via stimulated Raman scattering,” in *Optical Fiber Communication Conference, 2006 and the 2006 National Fiber Optic Engineers Conference, OFC/NFOEC 2006, 5-10 Mar*, Anaheim, CA, USA, 2006.
- [220] X. G. Chen, N. C. Panoiu, and R. M. Osgood, “Theory of Raman-mediated pulsed amplification in silicon-wire waveguides,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 42, no. 1-2, pp. 160–170, 2006.
- [221] B. Jalali, V. Raghunathan, D. Dimitropoulos, and O. Boyraz, “Raman-based silicon photonics,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 12, no. 3, pp. 412–421, 2006.
- [222] L. Sirleto, M. A. Ferrara, B. Jalali, and I. Rendina, “Spontaneous Raman emission in porous silicon at 1.5 μm and prospects for a Raman amplifier,” *Journal of Optics A - Pure and Applied Optics*, vol. 8, no. 7, pp. S574–S577, 2006.
- [223] S. Varshney, K. Saitoh, T. Fujisawa, and M. Koshiba, “Design of gain-flattened highly nonlinear photonic crystal fiber Raman amplifier using a single pump: a leakage loss approach,” in *Optical Fiber Communication Conference 2006 and the 2006 National Fiber Optic Engineers Conference, OFC/NFOEC 2006, 5-10 Mar*, Anaheim, CA, USA, 2006.
- [224] K. Nakajima, C. Fukai, K. Kurokawa, K. Tajima, T. Matsui, and I. Sankawa, “Raman amplification characteristics at 850 nm in a silica-based photonic crystal fiber,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 1-4, pp. 451–453, 2006.
- [225] S. K. Varshney, T. Fujisawa, K. Saitoh, and M. Koshiba, “Design and analysis of a broadband dispersion compensating photonic crystal fiber Raman amplifier operating in S-band,” *Optics Express*, vol. 14, no. 8, pp. 3528–3540, 2006.
- [226] T. J. Ellingham, J. D. Ania-Castañón, and S. K. Turitsyn, “Enhanced Raman amplifier flatness with nonlinear broadening over non-standard transmission fibre,” *Optics Communications*, vol. 257, no. 1, pp. 176–179, 2006.
- [227] A. Galtarossa, L. Palmieri, M. Santagiustina, and L. Ursini, “Polarized backward Raman amplification in randomly birefringent fibers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 11, pp. 4055–4063, 2006.
- [228] A. Céreyon, B. Champagnon, V. Martinez, L. Maksimov, O. Yanush, and V. N. Bogdanov, “XPbO-(1-x)GeO₂ glasses as potential materials for Raman amplification,” *Optical Materials*, vol. 28, no. 11, pp. 1301–1304, 2006.
- [229] H. Masuda, A. Mori, K. Shikano, and M. Shimizu, “Design and spectral characteristics of gain-flattened Tellurite-based fiber Raman amplifiers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 1, pp. 504–515, 2006.
- [230] S. F. Wen, “Design of the pump power spectrum for the distributed fiber Raman amplifiers using incoherent pumping,” *Optics Express*, vol. 14, no. 9, pp. 3752–3762, 2006.

- [231] M. A. Mahdi and S. J. Sheih, "Gain-flattened distributed Raman amplifier with 38-nm bandwidth using dual-pump wavelength," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 48, no. 6, pp. 1025–1028, 2006.
- [232] J. Chen, X. M. Liu, C. Lu, Y. X. Wang, and Z. H. Li, "Design of multistage gain-flattened fiber Raman amplifiers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 2, pp. 935–944, 2006.
- [233] A. A. B. Tio and P. Shum, "Gain properties of multi-wavelength time division multiplexed Raman amplifier," *Optics Express*, vol. 14, no. 12, pp. 5061–5066, 2006.
- [234] S. H. Chang, H. S. Chung, K. Kim, and J. S. Ko, "Automatic gain control in Raman amplifier with multi-wavelength pumps," *Optics Communications*, vol. 266, no. 2, pp. 521–526, 2006.
- [235] J. H. Zhou, J. P. Chen, X. W. Li, G. L. Wu, Y. P. Wang, and W. N. Jiang, "Robust, compact, and flexible neural model for a fiber Raman amplifier," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 6, pp. 2362–2367, 2006.
- [236] J. Park, J. Park, D. Lee, N. Y. Kim, H. Lee, and N. Park, "Nonlinear phase shift scanning method for the optimal design of Raman transmission systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 3, pp. 1257–1268, 2006.
- [237] Q. Han, J. P. Ning, H. Y. Zhang, and Z. Q. Chen, "Novel shooting algorithm for highly efficient analysis of fiber Raman amplifiers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 4, pp. 1946–1952, 2006.
- [238] B. Bristiel, S. F. Jiang, P. Gallion, and E. Pincemin, "New model of noise figure and RIN transfer in fiber Raman amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 5-8, pp. 980–982, 2006.
- [239] W. Zhang, L. Xiao, and J. D. Peng, "Matrix algorithms for dynamic gain-spectrum adjustment of backward-pumped distributed fiber Raman amplifier," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 3, pp. 1581–1588, 2006.
- [240] J. Park, J. Park, P. Kim, and N. Park, "Gain and noise figure spectrum control algorithm for fiber Raman amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 9-12, pp. 1125–1127, 2006.
- [241] X. Zhou, M. Feuer, and M. Birk, "A simple feed-forward control algorithm for fast dynamic gain profile control in a multiwavelength forward-pumped Raman fiber amplifier," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 9, pp. 1004–1006, 2006.
- [242] T. Tokura, T. Kogure, T. Sugihara, K. Shimizu, T. Mizuochi, and K. Motoshima, "Efficient pump depolarizer analysis for distributed Raman amplifier with low polarization dependence of gain," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 11, pp. 3889–3896, 2006.
- [243] S. Sergeyev, S. Popov, and A. T. Friberg, "Modeling polarization-dependent gain in fiber Raman amplifiers with randomly varying birefringence," *Optics Communications*, vol. 262, no. 1, pp. 114–119, 2006.

- [244] Y. N. Li, F. Y. Lu, W. G. Guo, and D. Wei, “High efficiency and low noise figure double-pass fibre Raman amplifier,” *Journal of Optics A - Pure and Applied Optics*, vol. 8, no. 11, pp. 1019–1022, 2006.
- [245] K. S. Abedin, “Improving measurement sensitivity of the Raman gain coefficient in optical fibres using pump/signal simultaneous lock-in detection,” *Electronics Letters*, vol. 42, no. 20, pp. 1138–1140, 2006.
- [246] G. Felinskyi, “Nonlinear fitting of the complex Raman gain profile in single-mode optical fibers,” in *11th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory 2006, MMET 2006, 26-29 Jun, Kharkiv, Ukraine, 2006*, pp. 378–380.
- [247] S. Diaz and M. Lopez-Amo, “Comparison of wavelength-division-multiplexed distributed fiber Raman amplifier networks for sensors,” *Optics Express*, vol. 14, no. 4, pp. 1401–1407, 2006.
- [248] L. E. Nelson, C. G. Jorgensen, M. Du, T. Loadholt, and D. Peckham, “Terminal-only compensation of a 6×80 km 10-Gb/s WDM metro link using Raman-pumped dispersion-compensating fiber amplifiers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 1-4, pp. 139–141, 2006.
- [249] Z. H. Li, A. Nirmalathas, M. Bakaul, Y. J. Wen, L. H. Cheng, J. Chen, C. Lu, and S. Aditya, “Performance of WDM fiber-radio network using distributed Raman amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 1-4, pp. 553–555, 2006.
- [250] M. Krause, S. Cierullies, H. Renner, and E. Brinkmeyer, “Pump-to-Stokes RIN transfer in Raman fiber lasers and its impact on the performance of co-pumped Raman amplifiers,” *Optics Communications*, vol. 260, no. 2, pp. 656–661, 2006.
- [251] C. Martinelli, L. Lorcy, A. Durecu-Legrand, D. Mongardien, and S. Borne, “Influence of polarization on pump-signal RIN transfer and cross-phase modulation in copumped Raman amplifiers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 9, pp. 3490–3505, 2006.
- [252] A. Ahmad, M. I. M. Ali, A. K. Zamzuri, R. Mohamad, and M. A. Mahdi, “Gain-clamped Raman fiber amplifier in a counter-lasing ring-cavity using a pair of circulators,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 48, no. 4, pp. 721–724, 2006.
- [253] M. Schneiders, S. Vorbeck, R. Leppla, E. Lach, M. Schmidt, S. B. Papernyi, and K. Sarnapi, “Field transmission of 8×170 Gb/s over high-loss ssmf link using third-order distributed Raman amplification,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 1, pp. 175–182, 2006.
- [254] S. Weisser, S. Ferber, L. Raddatz, R. Ludwig, A. Benz, C. Boerner, and H. G. Weber, “Single- and alternating-polarization 170-Gb/s transmission up to 4000 km using dispersion-managed fiber and all-Raman amplification,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 9-12, pp. 1320–1322, 2006.
- [255] X. Zhou and M. Birk, “Performance comparison of an 80-km-per-span EDFA system and a 160-km hut-skipped all-Raman system over standard single-mode fiber,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 3, pp. 1218–1225, 2006.

- [256] S. Namiki, K. Seo, N. Tsukiji, and S. Shikii, “Challenges of Raman amplification,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 94, no. 5, pp. 1024–1035, 2006.
- [257] R. Jose and Y. Ohishi, “Higher nonlinear indices, Raman gain coefficients, and bandwidths in the TeO_2 - ZnO - Nb_2O_5 - MoO_3 quaternary glass system,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 21, p. 211104, 2007.
- [258] S. K. Varshney, K. Saitoh, M. Koshiba, and P. J. Roberts, “Analysis of a realistic and idealized dispersion compensating photonic crystal fiber Raman amplifier,” *Optical Fiber Technology*, vol. 13, no. 2, pp. 174–179, 2007.
- [259] V. Raghunathan, D. Borlaug, R. R. Rice, and B. Jalali, “Demonstration of a mid-infrared silicon Raman amplifier,” *Optics Express*, vol. 15, no. 22, pp. 14 355–14 362, 2007.
- [260] V. Sih, S. Xu, Y.-H. Kuo, H. Rong, M. Paniccia, O. Cohen, and O. Raday, “Raman amplification of 40 Gb/s data in low-loss silicon waveguides,” *Optics Express*, vol. 15, no. 2, pp. 357–362, 2007.
- [261] S. Varshney, Y. Tsuchida, K. Sasaki, K. Saitoh, and M. Koshiba, “Measurement of chromatic dispersion and Raman gain efficiency of a hole-assisted fiber: influence of bend,” *Optics Express*, vol. 15, no. 6, pp. 2974–2980, 2007.
- [262] G. Qin, R. Jose, and Y. Ohishi, “Design of ultimate gain-flattened O-, E-, and S + C + L ultrabroadband fiber amplifiers using a new fiber Raman gain medium,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 9, pp. 2727–2738, 2007.
- [263] K. Digweed-Lyytikainen, C. A. De Francisco, D. Spadoti, A. A. Juriollo, J. B. Rosolem, J. B. M. Ayres Neto, B. V. Borges, J. Canning, and M. A. Romero, “Photonic crystal optical fibers for dispersion compensation and Raman amplification: design and experiment,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 49, no. 4, pp. 872–874, 2007.
- [264] S. Jiang, B. Bristiel, Y. Jaouën, P. Gallion, E. Pincemin, and S. Capouilliet, “Full characterization of modern transmission fibers for Raman amplified-based communication systems,” *Optics Express*, vol. 15, no. 8, pp. 4883–4892, 2007.
- [265] S. Zhou, H. Dong, H. Zeng, G. Feng, H. Yang, B. Zhu, and J. Qiu, “Broadband optical amplification in bi-doped germanium silicate glass,” *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 6, p. 061919, 2007.
- [266] A. Polley and S. E. Ralph, “Raman amplification in multimode fiber,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 4, pp. 218–220, 2007.
- [267] A. C. O. Chan and M. Premaratne, “Dispersion-compensating fiber Raman amplifiers with step, parabolic, and triangular refractive index profiles,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 5, 2007.
- [268] V. V. R. Repi, U. Darusalam, and P. S. Priambodo, “Comparison study of distributed Raman amplifier gain characteristics on CWDM band by employing SMF, NZDF, DCF, & DSF based on numerical simulation,” in *Asia-Pacific Conference on Applied Electromagnetics 2007, 4-6 Dez*, Melaka, Malaysia, 2007, pp. 430–435.

- [269] J. Gest and L. R. Chen, “Impact of the all-optical gain-clamping technique on the transience characteristics of cascaded discrete fiber Raman amplifiers,” *Optics Communications*, vol. 273, no. 1, pp. 138–148, 2007.
- [270] ———, “Dynamic gain variations in discrete fiber Raman amplifiers subject to multi-channel packet traffic,” *Optics Communications*, vol. 280, no. 1, pp. 68–78, 2007.
- [271] R. Kjøer, I. T. Monroy, L. K. Oxenløwe, P. Jeppesen, and B. Palsdottir, “Impairments due to burst-mode transmission in a Raman-based long-reach PON link,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 19, 2007.
- [272] S. Wen and S. Chi, “Def-based fiber Raman amplifiers with fiber grating reflectors for tailoring accumulated-dispersion spectra,” *Optics Communications*, vol. 272, no. 1, pp. 247–251, 2007.
- [273] M. Karásek, J. Kaňka, L. Boháč, D. Krčmařík, J. Radil, and J. Vojtěch, “Surviving-channel-power transients in second-order pumped lumped Raman fiber amplifier: experimentation and modeling,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 3, pp. 664–672, 2007.
- [274] H.-S. Seo, J. Ahn, B. J. Park, and W. J. Chung, “Wideband hybrid fiber amplifier using Er-doped fiber and Raman medium,” *ETRI Journal*, vol. 29, no. 6, pp. 779–784, 2007.
- [275] H. Seo, J. Ahn, B. Park, and W. Chung, “Double-pass resonant Er-Raman amplifier,” *Electronics Letters*, vol. 43, no. 15, pp. 801–802, 2007.
- [276] H. H. Lee, P. P. Iannone, K. C. Reichmann, and J. Lee, “A gain-clamped SOA-Raman hybrid amplifier for a CWDM access network without gain-saturation induced crosstalk,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics 2007, CLEO/Pacific Rim 2007, 26-31 Ago*, Seoul, Korea, 2007, pp. 1–2.
- [277] J. Ahn, H. Seo, B. Park, and W. Chung, “1.6 μm band double pass fiber Raman amplifiers using Raman fiber oscillator,” *Optics Communications*, vol. 272, no. 1, pp. 175–177, 2007.
- [278] S.-K. Liaw, L. Dou, and A. Xu, “Fiber-bragg-grating-based dispersion compensated and gain-flattened Raman fiber amplifier,” *Optics Express*, vol. 15, no. 19, pp. 12 356–12 361, 2007.
- [279] J. Ahn, H. S. Seo, B. J. Park, W. J. Chung, and K. H. Kim, “Low-noise fiber Raman amplifiers based on a Raman ring fiber oscillator,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 23, pp. 1898–1900, 2007.
- [280] S. Faralli, G. Bolognini, M. A. Andrade, and F. Di Pasquale, “Unrepeated WDM transmission systems based on advanced first-order and higher order Raman-copumping technologies,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 11, pp. 3519–3527, 2007.
- [281] S. Jiang and P. Gallion, “Theoretical analysis on the PMD-assisted pump-to-signal noise transfer in distributed fiber Raman amplifiers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 10, pp. 3185–3192, 2007.

- [282] Y. Zhu, X. Zhang, and G. Zhang, “Mean relative intensity noise transfer in fiber Raman amplifiers using multiple-wavelength pumps,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 6, pp. 1458–1465, 2007.
- [283] P. Gallion, J. H. Zhou, S. F. Jiang, J. P. Chen, and Y. Jaouën, “Noise in distributed Raman amplification,” in *Conference on Passive Components and Fiber-Based Devices IV, 2 Nov*, Wuan, China, 2007, pp. U187–U201.
- [284] E. Brinkmeyer, M. Krause, and H. Renner, “Raman amplification and lasing in cladding-pumped silicon waveguides,” in *IEEE Lasers & Electro-Optics Winter Topical Conference 2008, IEEE/LEOS Winter Topical Conference 2008, 14-16 Jan*, Sorrento, Italy, 2008, pp. 12–13.
- [285] A. Céreyon, A.-M. Jurdyc, V. Martinez, E. Burov, A. Pastouret, and B. Champagnon, “Raman amplification in nanoparticles doped glasses,” *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 354, no. 28, pp. 3458–3461, 2008.
- [286] D. R. Solli, P. Koonath, and B. Jalali, “Broadband Raman amplification in silicon,” *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 19, p. 191105, 2008.
- [287] J. M. S. Filho, J. W. M. Menezes, G. F. Guimarães, A. C. Ferreira, W. B. de Fraga, A. F. G. F. Filho, and A. S. B. Sombra, “Raman amplification and optical short pulse generation in a waveguide with periodic gain,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 23, pp. 5804–5810, 2008.
- [288] M. D. O’Donnell, K. Richardson, R. Stolen, C. Rivero, T. Cardinal, M. Couzi, D. Furniss, and A. B. Seddon, “Raman gain of selected Tellurite glasses for IR fibre lasers calculated from spontaneous scattering spectra,” *Optical Materials*, vol. 30, no. 6, pp. 946–951, 2008.
- [289] E. Bettini, A. Galtarossa, L. Palmieri, M. Santagiustina, L. Schenato, and L. Ursini, “Polarized backward Raman amplification in unidirectionally spun fibers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no. 1, pp. 27–29, 2008.
- [290] C. Fukai, K. Nakajima, K. Kurokawa, and T. Matsui, “Design for 1.12 μm band discrete Raman amplifier,” in *7th International Conference on Optical Internet 2008, COIN 2008, 14-16 Oct*, Akihabara, Japan, 2008, pp. 1–2.
- [291] M. Krause, H. Renner, and E. Brinkmeyer, “Optical isolation in silicon waveguides based on nonreciprocal Raman amplification,” *Electronics Letters*, vol. 44, no. 11, pp. 691–693, 2008.
- [292] D. Dimitropoulos, D. R. Solli, R. Claps, O. Boyraz, and B. Jalali, “Noise figure of silicon Raman amplifiers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 7, pp. 847–852, 2008.
- [293] S. Ono, “Broadened gain characteristics of single-pumped parametric amplifier using highly-nonlinear fibers for transparent optical demultiplexer,” in *Proceedings of 2008 10TH Anniversary International Conference on Transparent Optical Networks, ICTON 2008, 22-26 Jun*, pp. 274–277, Athens, Greece, 2008.

- [294] K. Ihara, S. Zaitzu, and T. Imasaka, “Raman amplification of continuous-wave laser emission in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics & Quantum Electronics and Laser Science Conference, CLEO/QELS 2008, 04-09 Mai, vols 1-9, pp. 1996-1997*, San Jose, CA, USA, 2008.
- [295] U. Tiwari, K. Rajan, and K. Thyagarajan, “Multi-channel gain and noise figure evaluation of Raman/EDFA hybrid amplifiers,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 6, pp. 1593–1597, 2008.
- [296] S.-K. Liaw and Y.-S. Huang, “C + L-band hybrid amplifier using FBGs for dispersion compensation and power equalisation,” *Electronics Letters*, vol. 44, no. 14, pp. 844–845, 2008.
- [297] M. Alouini, D. Dolfi, T. Merlet, J. P. Huignard, P. Delaye, and R. Frey, “Why Raman amplification ?” in *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics and 2008 Asia-Pacific Microwave Photonics Conference 2008, MWP/APMP 2008, 30 Set - 3 Out*, Gold Coast, Australia, 2008, pp. 322–325.
- [298] E. Dianov, “New materials and devices in Raman amplification,” in *34th European Conference on Optical Communication, ECOC 2008, 21-25 Set*, Brussels, Belgium, 2008, pp. 1–3.
- [299] A. Bahrapour, M. Teimourpour, and L. Rahimi, “A moment method for analysis the gain spectrum in fiber Raman amplifier with broadband pumps,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 4, pp. 587–591, 2008.
- [300] P. Rakich, M. Soljacic, and Y. Fink, “Efficient mid-IR spectral generation via 4th order cascaded-Raman amplification,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics & Quantum Electronics and Laser Science Conference, CLEO/QELS 2008, 04-09 Mai, vols 1-9, pp. 1541-1542*, San Jose, CA, USA, 2008.
- [301] Z. Lali-Dastjerdi and F. Kroushawi, “Optimization of Raman gain spectrum using lagrangian multiplier method,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 18, pp. 4572–4576, 2008.
- [302] Z. Tong, H. Wei, and S. Jian, “General and effective dynamic gain spectrum control of broadband Raman amplifiers with multi-wavelength pumping,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 2, pp. 265–272, 2008.
- [303] Y. Feng, L. Taylor, and D. B. Calia, “Multiwatts narrow linewidth fiber Raman amplifiers,” *Optics Express*, vol. 16, no. 15, pp. 10 927–10 932, 2008.
- [304] L. A. M. Saito, P. D. Taveira, P. B. Gaarde, K. De Souza, and E. A. De Souza, “Multi-pump discrete Raman amplifier foe CWDM system in the O-band,” *Optical Fiber Technology*, vol. 14, no. 4, pp. 294–298, 2008.
- [305] M. Matsuura, B. P. Samarakoon, and N. Kishi, “Wavelength-shift-free adjustment of the pulsewidth in return-to-zero on-off keyed signals by means of pulse compression in distributed Raman amplification,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 321, no. 9, pp. 572–574, 2009.
- [306] S. Pitois, A. Fatome, J. Picozzi, and G. Millot, “New concepts based on nonlinear polarization effects and Raman amplification in optical fibers,” in *IEEE/LEOS Winter Topicals Meeting, 12-14 Jan*, Innsbruck - Austria, 2009, pp. 223–224.

- [307] K. Hammani, C. Finot, J. M. Dudley, and G. Millot, “Generation and detection of optical rogue-wave-like fluctuations in fiber Raman amplifiers,” in *IEEE/LEOS Winter Topicals Meeting, 12-14 Jan*, Innsbruck - Austria, 2009, pp. 225–226.
- [308] Z. Zhang and H. Gong, “Amplification effect on SBS and Rayleigh scattering in the backward pumped distributed fiber Raman amplifier,” *Chinese Optics Letters*, vol. 7, no. 5, pp. 393–395, 2009.
- [309] H. I. Tarman and Berberoğlu, “A spectral collocation for two-point boundary problem in fiber Raman amplifier equations,” *Optics Communications*, vol. 282, no. 8, pp. 1551–1556, 2009.
- [310] S. P. N. Cani, L. C. Calmon, M. J. Pontes, M. R. N. Ribeiro, M. E. V. Segatto, and A. V. T. Cartaxo, “An analytical approximated solution for the gain of broadband Raman amplifiers with multiple counter-pumps,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 7, pp. 944–951, 2009.
- [311] H.-S. Lin and P.-C. Lai, “The research of mix Raman and EDFA amplifier recycling residual Raman pump for amplifier gain efficiency improvement,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 51, no. 2, pp. 358–361, 2009.
- [312] U. Tiwari, K. Thyagarajan, and M. R. Shenoy, “Simulation and experimental characterization of Raman/EDFA hybrid amplifier with enhanced performance,” *Optics Communications*, vol. 282, no. 8, pp. 1563–1566, 2009.
- [313] A. Bahrapour and F. Bazouband, “Gain ripple minimization in the wide-band SCISSOR Raman amplifier,” *Optics Communications*, vol. 282, no. 8, pp. 1648–1653, 2009.
- [314] M. A. Umyy, M. F. Arend, L. Leng, N. Madamopoulos, and R. Dorsinville, “Extending the gain bandwidth of combined Raman-parametric fiber amplifiers using highly nonlinear fibers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 15, pp. 583–589, 2009.
- [315] I. D. Rukhlenko, C. Dissanayake, and M. Premaratne, “Maximization of net optical gain in silicon-waveguide Raman amplifiers,” *Optics Express*, vol. 17, no. 7, pp. 5807–5814, 2009.

Capítulo 2

Espalhamento da Luz

O espalhamento da luz é um fenómeno físico caracterizado pela interacção da luz com o meio, que causa um desvio no sentido de propagação e/ou alteração da energia da luz. As formas de espalhamento da luz mais comuns em fibras ópticas são: o espalhamento de Mie, Rayleigh, Brillouin e Raman. Neste capítulo são analisadas diferentes formas de espalhamento da luz e são apresentados resultados de medições laboratoriais efectuadas com o objectivo quantificar os diferentes fenómenos.

2.1 Espalhamento de Mie

A teoria de Mie resulta de uma solução analítica aproximada das equações de Maxwell para o espalhamento da luz devido a partículas esféricas com diâmetro não inferior ao comprimento de onda da luz [1], [2]. Esta solução foi desenvolvida pelo físico alemão Gustav Mie em 1908 [3]. A principal característica do espalhamento de Mie é o facto da intensidade do espalhamento ser independente do comprimento de onda da luz. Através desta teoria explica-se a cor branca das nuvens [2]. Em fibras ópticas o espalhamento de Mie é negligenciável porque os centros de espalhamento tendem a ser de dimensão muito menor que o comprimento de onda da luz.

2.2 Espalhamento de Rayleigh

O efeito tem o nome do cientista que primeiro o estudou, Lord Rayleigh [4], e descreve o espalhamento devido a partículas esféricas com diâmetro, d , muito pequeno

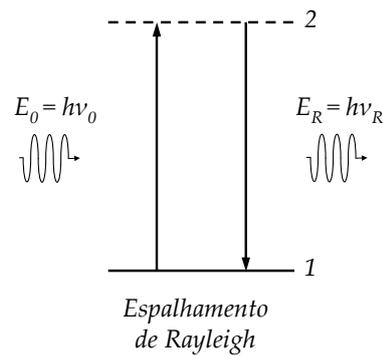


Figura 2.1: Diagrama de energias para o espalhamento de Rayleigh. Um fóton incidente de energia E_0 é espalhado e origina um fóton de energia E_R . Deste processo elástico, $E_0 = E_R$, resulta num fóton espalhado com a mesma frequência que o fóton incidente $\nu_0 = \nu_R$.

quando comparado com o comprimento de onda, λ , da luz.

O espalhamento de Rayleigh é um processo elástico, ou seja, o fóton espalhado possui a mesma energia que o fóton incidente. O diagrama de energias da figura 2.1 mostra o processo do espalhamento de Rayleigh, onde E_0 é a energia do fóton incidente de frequência ν_0 e E_R é a energia do fóton gerado pelo espalhamento de Rayleigh com frequência ν_R .

O espalhamento de Rayleigh é proporcional a $1/\lambda^4$. Este tipo de espalhamento permite explicar a cor azul do céu e o vermelho do pôr do sol [2]. O céu tende a apresentar a cor azul porque a luz de menor comprimento de onda é a que sofre mais espalhamento ($\propto 1/\lambda^4$). O vermelho do pôr-do-sol é explicado pelo facto da fonte de luz estar muito distante e de chegarem aos nossos olhos apenas os maiores comprimentos de onda. Os comprimentos de onda menores são espalhados pelo caminho e a luz que chega ao observador é predominantemente vermelha.

Em fibras ópticas, o espalhamento de Rayleigh ocorre devido à variações localizadas da densidade nas fibras de sílica [5, 6]. As moléculas de sílica movem-se aleatoriamente quando a sílica está em estado fundido. No final do processo de fabrico, após o arrefecimento e solidificação da sílica, as moléculas estão dispostas de forma aleatória o que provoca flutuações localizadas na densidade do material. Estas flutuações na densidade levam a flutuações aleatórias no índice de refração numa escala menor que o comprimento de onda da luz, o que proporciona a condição necessária para o aparecimento do espalhamento de Rayleigh. As perdas intrínsecas das fibras de sílica devido

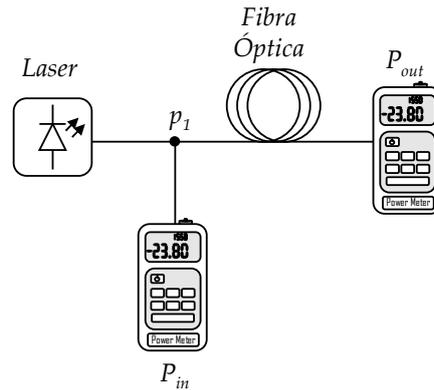


Figura 2.2: Montagem experimental utilizada na medição das perdas numa fibra óptica.

ao espalhamento de Rayleigh podem ser quantificadas como:

$$\alpha_R(\lambda) = \frac{A}{\lambda^4}, \quad (2.1)$$

onde A é uma constante [5].

2.2.1 Medição da Atenuação

Os valores do coeficiente de atenuação α , ou simplesmente atenuação, foram medidos para diferentes tipos de fibras ópticas. O objectivo desta experiência é observar a contribuição do espalhamento de Rayleigh para a atenuação nas fibras ópticas, α . A montagem experimental apresentada na figura 2.2 foi utilizada para a realização desta experiência. O laser é uma fonte sintonizável a funcionar em modo contínuo cuja potência é suficientemente baixa para garantir que o valor do limiar de Brillouin, valor que será discutido mais tarde, não fosse atingido. As fibras utilizadas foram uma SMF, da Alcatel com 20 km de comprimento, uma DSF, da Furukawa com 8.4 km de comprimento e uma DCF da Sumitomo com comprimento de 5 km. Para medir a potência de entrada, P_{in} , e a potência à saída da fibra, P_{out} , fez-se uso de um medidor de potência da marca EXFO modelo FPM600. O ponto p_1 é o ponto de medição da potência de entrada da fibra óptica.

A atenuação de uma fibra óptica normalmente é dada em decibel por quilometro (dB/km) e pode ser obtida através da medição da potência de entrada, P_{in} , e da

potência de saída da fibra, P_{out} . Para calcular o valor da atenuação nesta experiência utiliza-se a expressão seguinte

$$\alpha = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) / L, \quad (2.2)$$

onde L é o comprimento da fibra em quilómetros. Para obter os valores da atenuação das fibras foram então medidas as potências P_{in} e P_{out} , em Watts, com a variação do comprimento de onda para cada uma das fibras citadas anteriormente. As primeiras medidas foram realizadas com a SMF. Com os valores de P_{in} e P_{out} medidos, foram calculados os valores para a atenuação da SMF utilizando a expressão 2.2. A tabela 2.1 mostra os valores de atenuação medidos para vários comprimentos de onda para a SMF.

λ (nm)	α (dB/km)	λ (nm)	α (dB/km)	λ (nm)	α (dB/km)
980	1.020	1475	0.244	1540	0.211
1310	0.368	1480	0.237	1545	0.210
1420	0.385	1485	0.234	1550	0.209
1425	0.357	1490	0.233	1555	0.209
1430	0.334	1495	0.233	1560	0.208
1435	0.317	1500	0.226	1565	0.207
1440	0.309	1505	0.222	1570	0.207
1445	0.291	1510	0.214	1575	0.206
1450	0.281	1515	0.221	1580	0.207
1455	0.271	1520	0.218	1585	0.207
1460	0.263	1525	0.217	1590	0.207
1465	0.254	1530	0.215	1595	0.207
1470	0.245	1535	0.213	1600	0.207

Tabela 2.1: Medidas de atenuação, em dB/km, para uma SMF com a variação do comprimento de onda do laser.

Para mostrar que o espalhamento de Rayleigh é responsável por parte substancial desta atenuação, foi feito o ajuste da curva teórica da atenuação devido às principais contribuições para o coeficiente de atenuação numa fibra óptica. As contribuições consideradas para o ajuste foram: espalhamento de Rayleigh, cuja curva característica é dada pela expressão (2.1) [5, 7], a contribuição devido ao íão OH^- em torno dos 1400 nm, que pode ser representada por um somatório de Gaussianas e Lorentzianas como apresentado em (2.3) [8], as perdas devido a imperfeições do guia de onda que

podem ser consideradas constantes no comprimento de onda, expressas por (2.4) [7], a contribuição da absorção no infravermelho, IR, causada pelas vibrações das ligações da sílica pode ser aproximada por uma função exponencial representada pela expressão (2.5) [7] e a absorção no ultravioleta, *Ultraviolet* (UV), causada por transições electrónicas pode ser aproximada por uma função exponencial representada pela expressão (2.6) [7].

$$\alpha_{OH}(\lambda) = L_1(\lambda) + L_2(\lambda) + Gs(\lambda) \quad (2.3)$$

$$\alpha_{WG}(\lambda) = B \quad (2.4)$$

$$\alpha_{IR}(\lambda) = C \exp(D\lambda) \quad (2.5)$$

$$\alpha_{UV}(\lambda) = E \exp(-F\lambda) \quad (2.6)$$

Os termos $L_1(\lambda)$, $L_2(\lambda)$ e $Gs(\lambda)$ que aparecem em (2.3) são dados pelas equações abaixo [8]:

$$L_1(\lambda) = \frac{G}{1 + \left(\frac{1/\lambda - 1/H}{8830}\right)^2}, \quad (2.7)$$

$$L_2(\lambda) = \frac{I}{1 + \left(\frac{1/\lambda - 1/J}{7000}\right)^2}, \quad (2.8)$$

$$Gs(\lambda) = Q \exp \left[- \left(\frac{1/\lambda - 1/R}{4400} \right)^2 \right]. \quad (2.9)$$

O coeficiente de atenuação é obtido através da soma das contribuições acima citadas, ou seja,

$$\alpha(\lambda) = \alpha_R(\lambda) + \alpha_{OH}(\lambda) + \alpha_{WG}(\lambda) + \alpha_{IR}(\lambda) + \alpha_{UV}(\lambda). \quad (2.10)$$

A figura 2.3 mostra o resultado do ajuste para a SMF de 20 km. Os símbolos representam os valores medidos e a linha contínua a curva de ajuste. Os valores dos coeficientes das funções que compõem a curva de ajuste são: $A = 8.5 \times 10^{-25}$; $B = 0.024$; $C = 4.6 \times 10^{-14}$; $D = 1.72 \times 10^7$; $E = 19.9628$; $F = 5.642 \times 10^{-14}$; $G = 0.195$; $H = 1.395 \times 10^{-6}$; $I = 0.8324$; $J = 1.374 \times 10^{-6}$; $Q = 0.7445$; $R = 1.364 \times 10^{-6}$. É observado que os valores das bandas C e L do ajuste, entre 1450 nm e 1600 nm, não estão de acordo com os valores experimentais. Após a verificação da diferença entre resultados experimentais e teóricos, foi procurada uma justificação para o desvio entre estes valo-

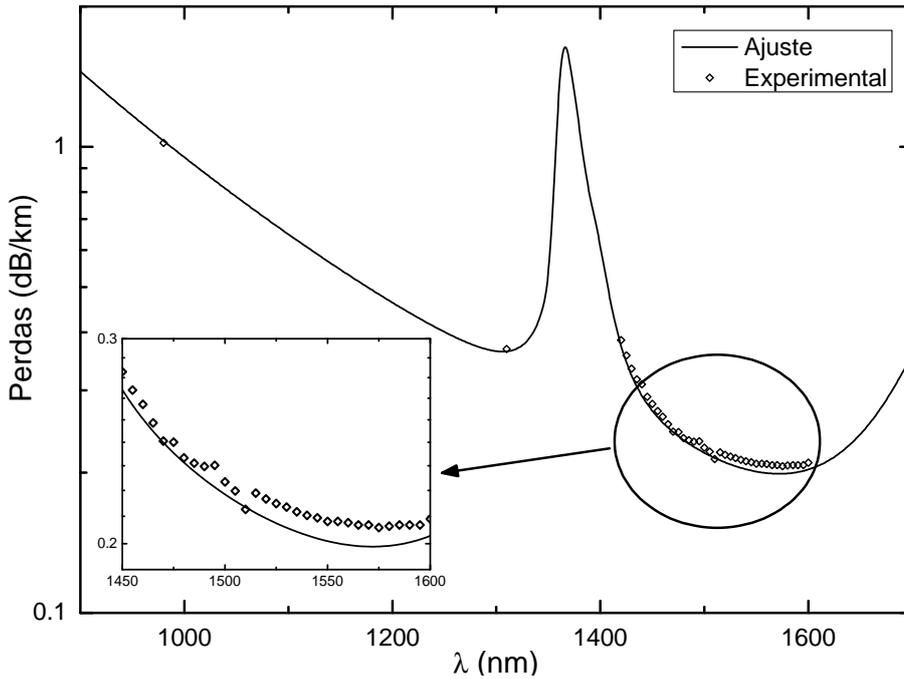


Figura 2.3: Gráfico de perdas da SMF de 20 km. Os símbolos representam as medidas e a linha representa a soma das diversas contribuições para as perdas. Neste gráfico a contribuição $\alpha_{UV}(\lambda)$ é uma função exponencial.

res. Uma das hipóteses encontradas para explicar o desvio nos resultados foi a origem da contribuição para as perdas na região do UV.

Sabe-se que o espectro de absorção na região do UV está relacionado com transições electrónicas. Quando se considera um sistema de dois níveis de energia, a energia de transição, emissão ou absorção, será dada por $\Delta E = E_i - E_k = h\nu_{ik}$, onde E_i representa a energia do nível superior, E_k a energia do nível inferior e ν_{ik} a frequência de transição. Como na prática um nível de energia desdobra-se numa série de níveis, o espectro resultante destas transições é uma distribuição em torno de uma frequência central. A forma deste espectro é uma Lorentziana. Por este motivo tentou-se substituir a função exponencial por uma função Lorentziana para representar a contribuição devido à absorção no UV.

O gráfico da figura 2.4 mostra o resultado das medições para a SMF de 20 km comparados com a curva de ajuste que utiliza a Lorentziana para representar a contribuição do UV. Pode-se observar que os valores em torno de 1550 nm agora são descritos de forma mais rigorosa. A equação 2.11 mostra a função Lorentziana utili-

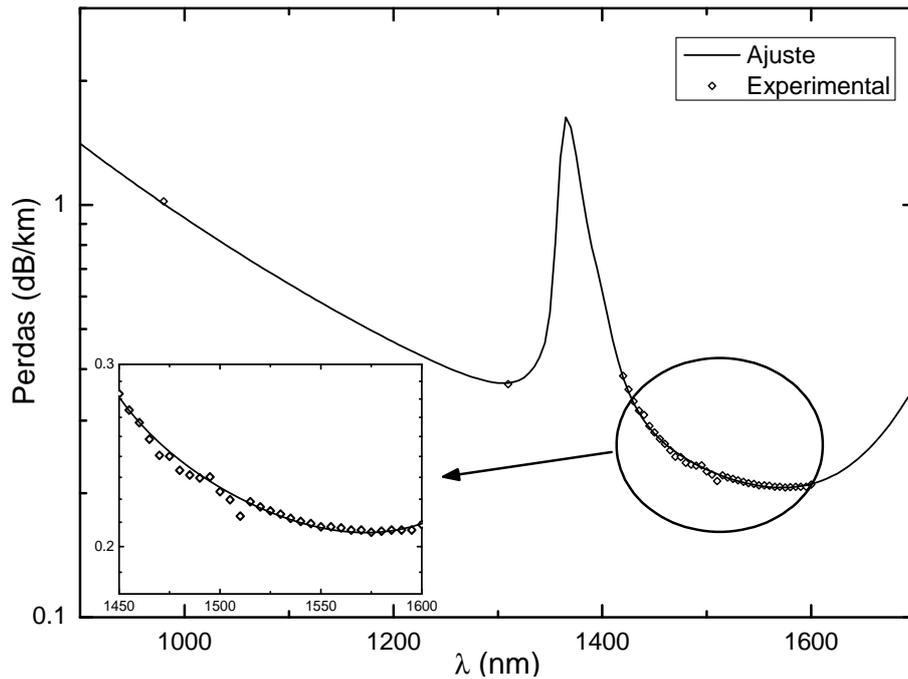


Figura 2.4: Gráfico de perdas da SMF de 20 km. Os símbolos representam as medidas e a linha representa a soma das diversas contribuições para as perdas. Neste gráfico a contribuição $\alpha_{UV}(\lambda)$ é uma função Lorentziana.

zada na optimização do ajuste. Os coeficientes para esta função são: $E = 2.0789 \times 10^{-7}$; $Y = 3.0892 \times 10^{-7}$; $\lambda_c = 6.0001 \times 10^{-7}$.

$$\alpha_{UV}(\lambda) = \frac{2E}{\pi} \left(\frac{Y}{4(\lambda - \lambda_c)^2 + Y^2} \right) \quad (2.11)$$

Foi procedido da mesma forma para ajustar o coeficiente de atenuação da DSF e da DCF de forma a confirmar a aplicabilidade do modelo proposto. O gráfico da figura 2.5 mostra o ajuste para a DSF de 8.4km. O gráfico mostra que, com as mesmas funções, alterando apenas os coeficientes, pode-se representar os valores das perdas para esta fibra também. Os coeficientes para a DSF são apresentados na tabela 3.2. Foram obtidos bons resultados para a DCF também, como mostra a figura 2.6. Os coeficientes das funções são mostrados na tabela 3.2.

Com estes resultados consegue-se mostrar que a atenuação numa fibra óptica pode ser representada através da combinação das várias contribuições para a atenuação. Através dos gráficos mostrados na figura 2.7, que mostra as contribuições de cada função

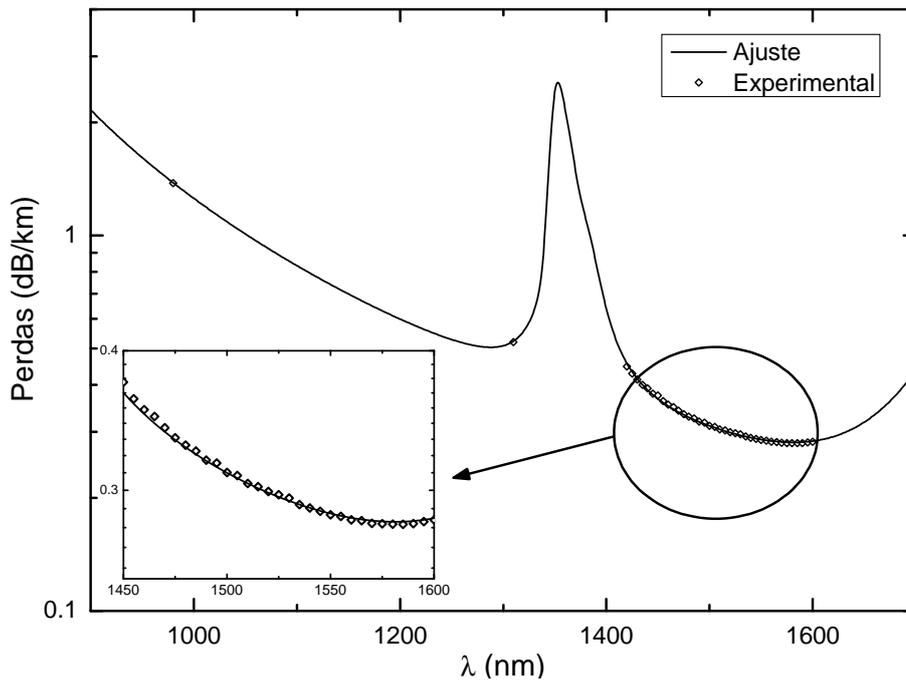


Figura 2.5: Gráfico de perdas da DSF de 8.4 km. Os símbolos representam as medidas e a linha representa a soma das diversas contribuições para as perdas.

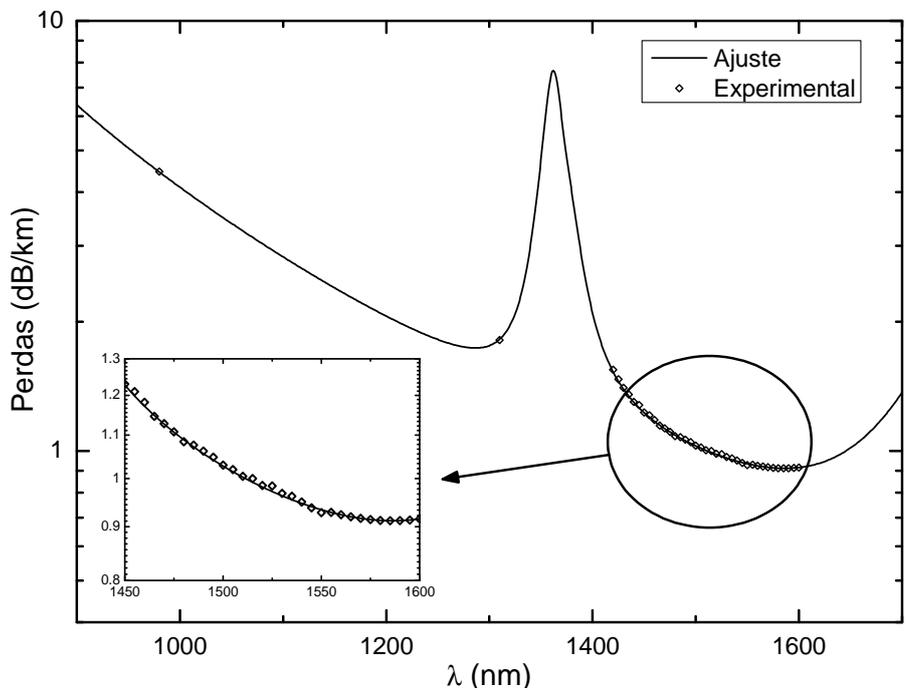
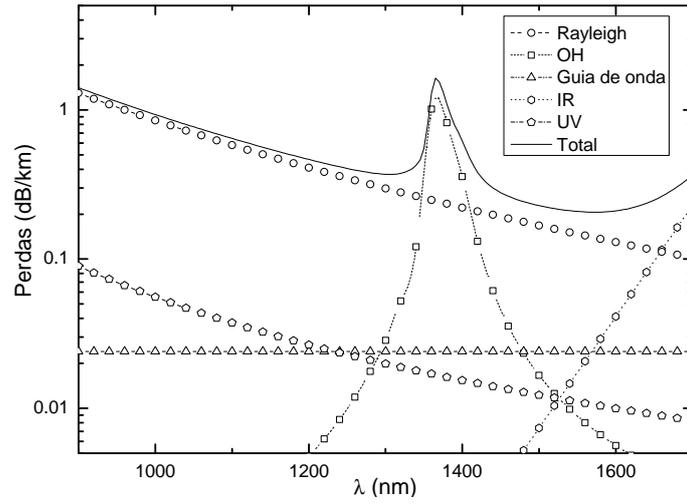
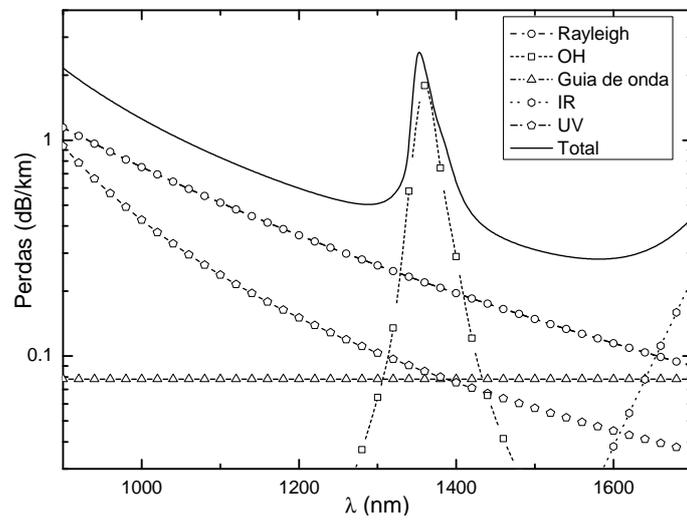


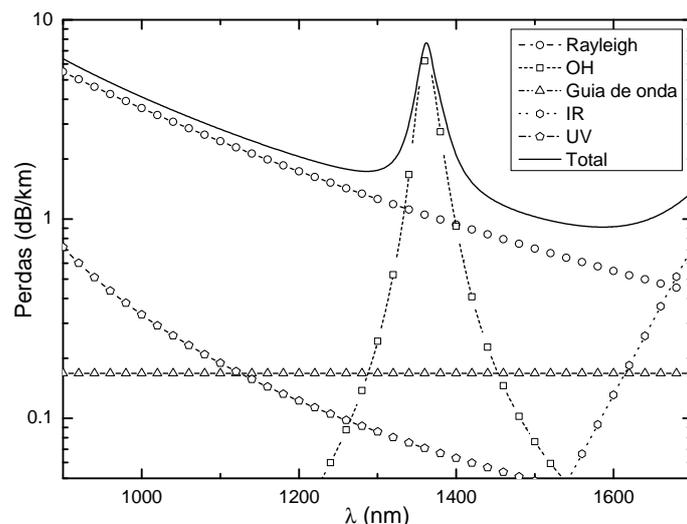
Figura 2.6: Gráfico de perdas da DCF de 5 km. Os símbolos representam as medidas e a linha representa a soma das diversas contribuições para as perdas.



(a) SMF



(b) DSF



(c) DCF

Figura 2.7: Contribuições para a formação das perdas nas fibras SMF (a), DSF (b) e DCF (c).

Parâmetro	SMF 20 km	DSF 8.4 km	DCF 5 km
A	8.5000×10^{-25}	7.5000×10^{-25}	3.0000×10^{-24}
B	2.4000×10^{-2}	7.8000×10^{-2}	1.6810×10^{-1}
C	4.6000×10^{-14}	1.3528×10^{-14}	1.8300×10^{-13}
D	1.7200×10^7	1.7915×10^7	5.8613×10^{-8}
E	2.0789×10^{-7}	1.2247×10^{-6}	2.0000×10^{-5}
Y	3.0892×10^{-7}	1.7618×10^{-7}	1.000×10^{-8}
λ_c	6.0001×10^{-7}	7.3011×10^{-7}	6.9000×10^{-7}
G	0.1950	0.3135	2.8095
H	1.3950×10^{-6}	1.3820×10^{-6}	1.3720×10^{-6}
I	0.8324	1.3377	2.2476
J	1.3740×10^{-6}	1.3610×10^{-6}	1.353×10^{-6}
Q	0.7445	1.1965	2.8095
R	1.3640×10^{-6}	1.3510×10^{-6}	1.3620×10^{-6}

Tabela 2.2: Parâmetros utilizados no ajustamento do coeficiente de atenuação, α , para a SMF, a DSF e a DCF quando se utilizam as funções (2.1), (2.3-2.5), (2.7-2.9) e (2.11).

para cada fibra óptica utilizada na experiência, pode-se observar que a contribuição do espalhamento de Rayleigh, representada por “-o-”, é a contribuição mais expressiva para as perdas das fibras ópticas. A linha contínua representa a soma de todas as contribuições para as perdas consideradas, espalhamento de Rayleigh em “-o-”, absorção devido à presença do ião OH^- em “-□-”, defeitos no guia de onda em “-△-”, absorção no IR em “-○-”, absorção no UV em “-◊-”. Os resultados apresentados nesta secção foram publicados em [9].

2.2.2 Medição de α com a Variação da Temperatura

A atenuação da fibra óptica foi medida com a variação da temperatura ambiente. O objectivo desta experiência é observar se os valores das perdas numa fibra óptica dependem da temperatura do meio em que se encontra. As fibras padrão têm normalmente que entre -60°C e $+85^\circ\text{C}$ a atenuação da fibra óptica oscila entre $\pm 0.05 \text{ dB}/^\circ\text{C}$ [10], [11].

Estas medidas foram realizadas da mesma forma que anteriormente, com a medição de P_{in} e P_{out} , com a diferença de que agora a fibra está dentro de uma câmara térmica como mostra a figura 2.8.

A câmara térmica utilizada foi a Challenge 340 da Angelantoni, cuja temperatura

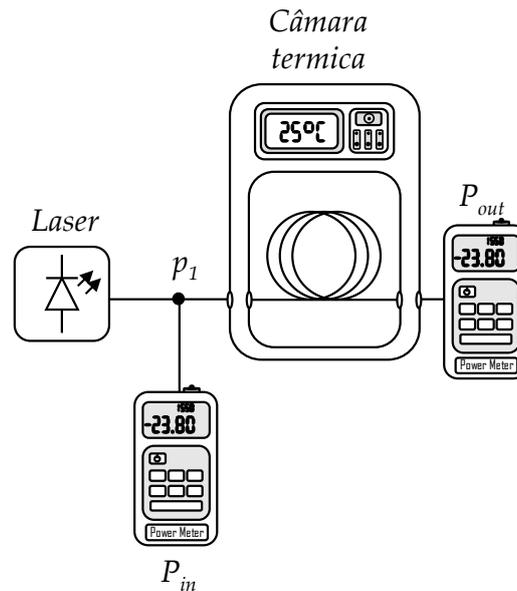


Figura 2.8: Diagrama esquemático da montagem experimental utilizado na medição da atenuação de uma fibra óptica com a variação da temperatura.

pode ser variada desde -40°C até 180°C . As medidas foram realizadas a -30°C , -10°C , 10°C , 20°C , 50°C , 80°C e 100°C . A fibra utilizada para esta parte das experiências foi a SMF de 20 km utilizada na experiência anterior. Os resultados das medições podem ser observados na figura 2.9.

Verifica-se pelo detalhe na figura 2.9 que a atenuação aumenta ao diminuir muito ou aumentar muito a temperatura na região entre 1520 nm e 1600 nm. A figura 2.10 mostra a variação da atenuação com a temperatura para um comprimento de onda, 1565 nm. É observado a tendência de aumento da atenuação quando a temperatura está abaixo de -20°C e acima de 80°C .

O aumento do valor da atenuação da fibra pode ser explicado devido à diferença nos valores do coeficiente de expansão térmica, \mathbb{C}_{ET} , para a bainha e o núcleo da fibra óptica [12, 13]. O coeficiente de expansão térmica relaciona as alterações nas dimensões de um determinado material com alterações da temperatura. A bainha e o núcleo da fibra óptica têm constituição química distintas, por isso possuem \mathbb{C}_{ET} diferentes, o \mathbb{C}_{ET} do núcleo é aproximadamente duas vezes maior que o da bainha [14, 15]. Esta diferença nos valores de \mathbb{C}_{ET} provoca uma redução ou aumento de volume diferente para cada \mathbb{C}_{ET} com a variação da temperatura, o que provoca o surgimento de microcurvaturas

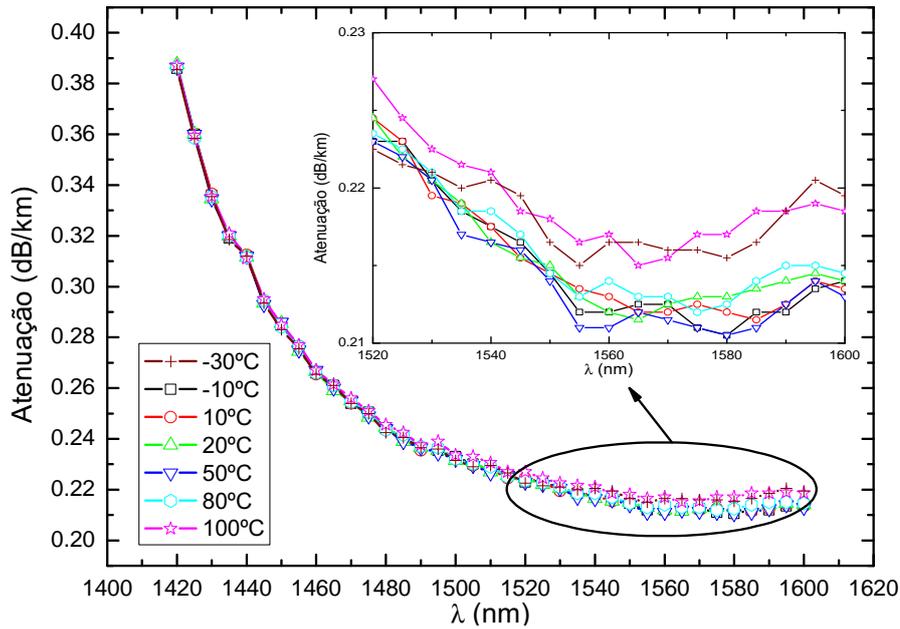


Figura 2.9: Gráfico de perdas da SMF de 20 km com a variação da temperatura. O detalhe mostra a região com maior variação da atenuação.

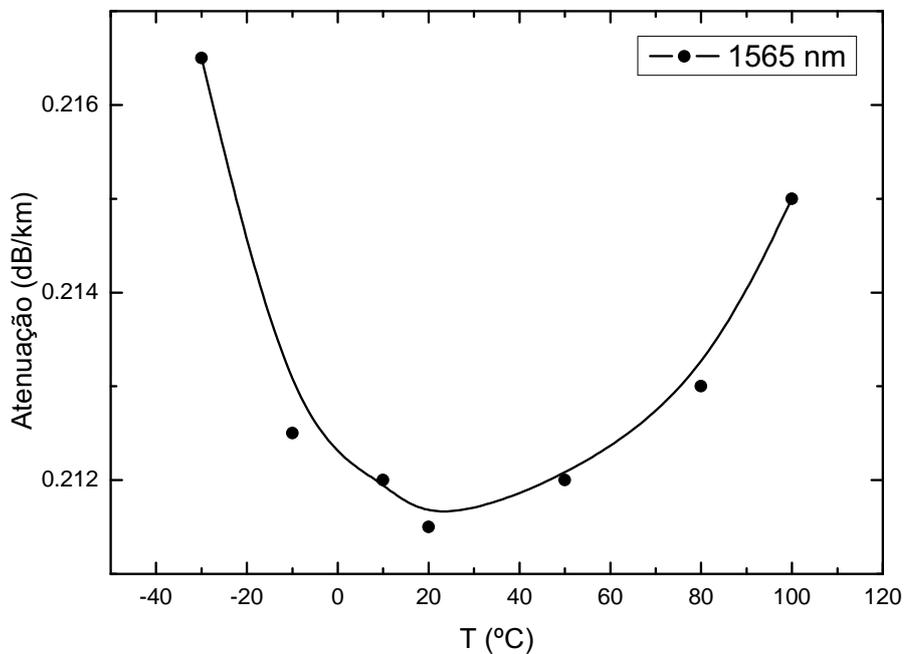


Figura 2.10: Variação da atenuação da fibra com a variação da temperatura no comprimento de onda de 1565 nm.

ao longo da fibra óptica. Estas microcurvaturas julga-se serem as responsáveis pelo incremento da atenuação com a variação da temperatura.

A elevadas temperaturas, acima dos 1000°C, o aumento do valor das perdas na fibra óptica pode ser explicado pelo aumento nas flutuações da densidade da fibra óptica [16]. O espalhamento de Rayleigh em fibras ópticas ocorre basicamente devido à variação localizada estática da densidade. Com o aquecimento da fibra, inicia-se um processo de flutuação da densidade, que é proporcional à temperatura [16]. Estas flutuações produzem perda por espalhamento de Rayleigh. Outra hipótese presente na literatura para justificar as perdas a elevadas temperaturas é devido à presença de impurezas que pode levar à relaxação estrutural desordenada da fibra óptica quando esta é aquecida [17]. O ligeiro aumento do valor da atenuação em torno dos 100°C pode ter contribuição destas hipóteses também.

2.3 Espalhamento de Brillouin

O espalhamento de Brillouin, observado por Léon Brillouin em 1922 [18], ocorre devido à interacção da luz com fonões acústicos. A interacção consiste num processo de espalhamento não elástico no qual um fonão é criado (Stokes) ou destruído (anti-Stokes). A energia da luz espalhada é ligeiramente alterada, diminuída para um processo de Stokes e aumentada para um processo anti-Stokes. Os diagramas de energia da figura 2.11 mostram o processo do espalhamento de Brillouin, onde E_0 é a energia do fóton incidente de frequência ν_0 , E_S e E_A são as energias dos fótons espalhados de Stokes e anti-Stokes, e E_V é a energia do fonão acústico de frequência ν_V . Esta energia, E_V , é conhecida como deslocamento de Brillouin. Os fonões envolvidos neste processo são chamados fonões acústicos devido à sua baixa frequência, na gama dos gigahertz.

Enquanto o espalhamento de Brillouin espontâneo ocorre devido à excitações térmicas do meio, o espalhamento de Brillouin estimulado, *Stimulated Brillouin Scattering* (SBS), é caracterizado por flutuações induzidas pela intensidade da luz incidente. O espalhamento espontâneo pode ocorrer em várias direcções devido à sua característica aleatória. O mesmo não ocorre com o espalhamento estimulado. No espalhamento estimulado os fótons resultantes do espalhamento são coerentes, ou seja, possuem a

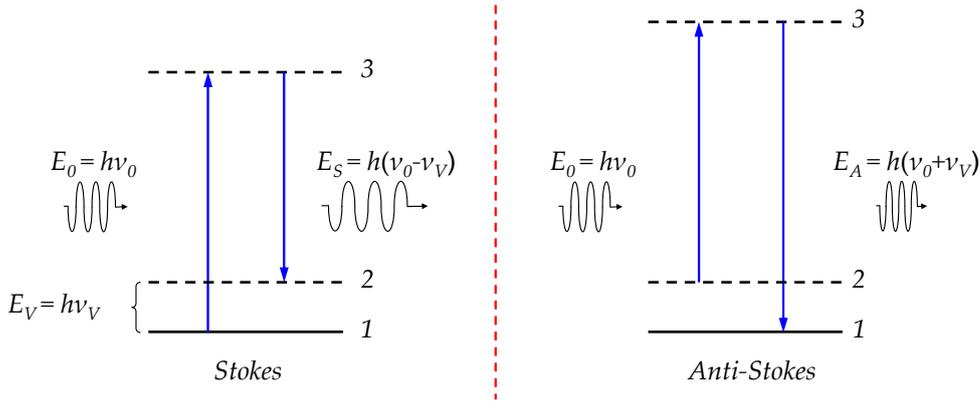


Figura 2.11: Diagramas de níveis de energia que representam a emissão de Stokes e anti-Stokes geradas pelo espalhamento de Brillouin.

mesma frequência, a mesma fase e o mesmo sentido de propagação.

Para determinar o sentido de propagação dos fótons resultantes do SBS, pode-se descrever o espalhamento de Brillouin através das condições de conservação da energia e do momento. Assim, as frequências, ω , e os vectores de onda, \vec{k} , para o processo que dá origem a fótons de Stokes, estão relacionados pelas seguintes expressões [5]

$$\omega_0 = \omega_V + \omega_S \quad \text{conservação da energia,} \quad (2.12)$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_V + \vec{k}_S \quad \text{conservação do momento,} \quad (2.13)$$

onde $\omega = 2\pi\nu$, $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ e os índices V , 0 e S , representam o fonão, a luz incidente e a luz reflectida de Stokes. A expressão 2.12 representa a conservação da energia. A expressão 2.13 representa a conservação do momento. As relações de dispersão, relações entre a energia e o momento são representadas da seguinte forma [19]

$$\omega_V = |\vec{k}_V|v \quad , \quad \omega_0 = |\vec{k}_0|c/n \quad , \quad \omega_S = |\vec{k}_S|c/n, \quad (2.14)$$

onde v é a velocidade dos fonões, c é a velocidade da luz e n é o índice de refração do meio. A conservação do momento, representada pelos vectores de onda \vec{k} na equação 2.13, pode ser vista na figura 2.12.

Sabe-se que em uma fibra monomodo, a propagação ocorre apenas em uma direcção com dois sentidos. Para deduzir-se o sentido de propagação de Stokes, consideram-se

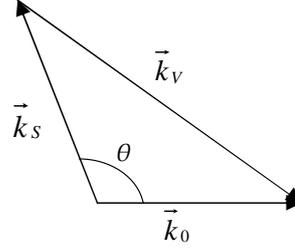


Figura 2.12: Conservação do momento representada pela soma dos vectores de onda, \vec{k} .

as relações de dispersão mostradas no conjunto de equações (2.14). Sabe-se que a velocidade do fonão na fibra de sílica é de aproximadamente 5960 m/s [5], a velocidade da luz c tem o valor de 299792458 m/s e considera-se que o índice de refração do núcleo da fibra é aproximadamente 1.45. Se um laser centrado em $1.55 \mu\text{m}$ é aplicado nesta fibra, sabe-se também que ν_V é aproximadamente igual a 11 GHz [5], valor característico para fibras ópticas padrão. Assim, por conservação da energia tem-se que se ν_0 é igual a 193.41 THz e ν_V é 11 GHz, então ν_S é aproximadamente igual a ν_0 [5]. Os valores para os módulos do vector de onda podem ser calculados como

$$\begin{aligned}
 |\vec{k}_V| &= \frac{\omega_V}{v} = \frac{2\pi 11 \times 10^9}{5960} \approx 11.6 \times 10^6 \text{s/m} \\
 |\vec{k}_0| &= \omega_0 \frac{n}{c} = 2\pi 193.41 \times 10^{12} \frac{1.45}{299792458} \approx 5.87 \times 10^6 \text{s/m}, \\
 |\vec{k}_S| &= \omega_S \frac{n}{c} = 2\pi (193.41 \times 10^{12} - 11 \times 10^9) \frac{1.45}{299792458} \approx 5.87 \times 10^6 \text{s/m}.
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

Ao observar as relações de 2.15 pode-se afirmar que $|\vec{k}_V| > |\vec{k}_0| \approx |\vec{k}_S|$. Para encontrar o sentido de propagação do vector de onda de Stokes, observa-se que numa fibra monomodo, a luz incidente $|\vec{k}_0|$ vai propagar-se no sentido do emissor para o receptor, assim, sabe-se que existem quatro hipóteses, como mostra a figura 2.13 para representar o sentido de propagação da luz reflectida. Outro detalhe que deve-se levar em consideração é a soma dos vectores de onda mostrada na figura 2.12, ou seja $\vec{k}_0 = \vec{k}_V + \vec{k}_S$, condição que elimina as hipóteses a, b e c da figura 2.13. Portanto, chega-se à conclusão de que a única hipótese possível para o sentido de propagação do SBS é no sentido contra-propagante ao sinal aplicado como é mostrado na figura 2.13d.

A intensidade do SBS cresce exponencialmente a partir de um valor de limiar. A

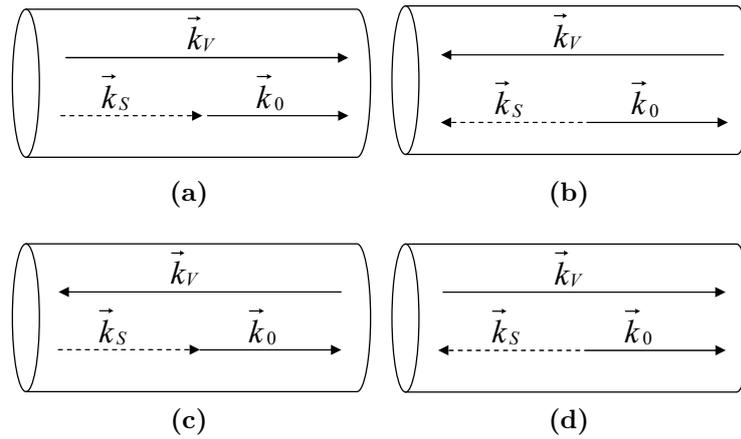


Figura 2.13: Hipóteses para o sentido de propagação do vector de onda de Stokes, \vec{k}_S , resultante do espalhamento de Brillouin.

potência de limiar para o SBS é definida como a potência para a qual a taxa de crescimento da potência reflectida é maior que a taxa de crescimento da potência incidente. Esta potência de limiar para sinais de baixa largura espectral é dada por [5]

$$P_{limiar} \approx \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}}, \quad (2.16)$$

onde A_{eff} é a área efectiva da fibra óptica, g_B é o valor de pico do coeficiente do ganho de Brillouin e L_{eff} é o comprimento efectivo da fibra definido como $L_{eff} = (1 - \exp(-\alpha L))/\alpha$ [5].

Ao considerar-se fibras muito longas $\alpha L \gg 1$, pode-se dizer que $L_{eff} \approx 1/\alpha$. Para um valor de atenuação igual a $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$, tem-se por esta aproximação que $L_{eff} \approx 21.74 \text{ km}$. Ao utilizar-se $g_B = 5 \times 10^{-11} \text{ m/W}$ [5] e $A_{eff} = 50 \mu\text{m}^2$, P_{limiar} pode ser da ordem de 1 mW para sinais na região de $1.55 \mu\text{m}$.

A equação (2.16) é válida para a condição estacionária com o laser coerente a operar em modo contínuo, CW, ou quasi-CW, ou seja, a largura do laser no domínio do tempo, T_p , é muito maior que o tempo de vida do fonão acústico, T_B , e a sua largura espectral, $\Delta\nu_p$, é muito menor que a largura espectral do ganho de Brillouin, $\Delta\nu_B$, ou seja

$$\begin{aligned} T_p &\gg T_B, \\ \Delta\nu_p &\ll \Delta\nu_B. \end{aligned} \quad (2.17)$$

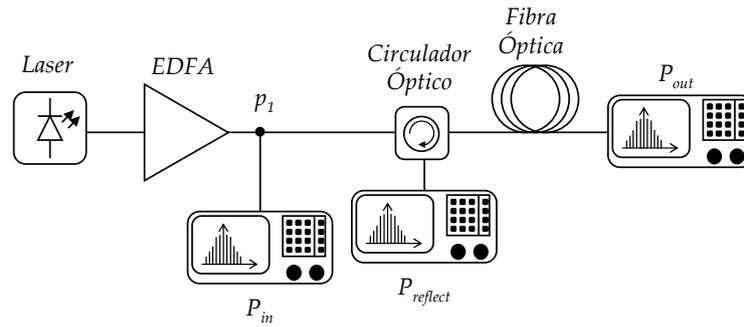


Figura 2.14: Montagem experimental utilizada na experiência para obtenção da potência de limiar de Brillouin.

No entanto, se uma destas condições não for satisfeita, a equação 2.16 não pode ser utilizada. Uma das formas de se quebrar uma das condições é utilizar um laser multimodos, que apesar de ser um laser CW, seu espectro, $\Delta\nu_p$, é alargado devido aos vários modos que o compõem. Outra situação é utilizar um laser com um único modo, mas cuja fase varie muito rápido, de forma que este tempo, T_p , seja muito menor que o tempo de vida do fonão acústico, T_B . Em referências, [5], [20], [21], autores mostram que, utilizando lasers com grande largura espectral, $\Delta\nu_p \gg \Delta\nu_B$, o valor de g_B depende do comprimento de coerência da bomba, $L_{co} = c/(n\Delta\nu_p)$, e do comprimento de interação de SBS, L_{int} , definido como a distância em que a amplitude de Stokes varia consideravelmente. Se $L_{co} \gg L_{int}$, o processo de SBS não depende se o sinal tem maior largura espectral ou se a largura temporal do pulso é muito pequena, e o valor de P_{limiar} pode ser calculado através de (2.16). No entanto, se $L_{co} \ll L_{int}$, condição que pode acontecer quando o comprimento de interação tem aproximadamente o mesmo valor que o comprimento da fibra, L , o valor de g_B é reduzido por um factor de $1 + \Delta\nu_p/\Delta\nu_B$, aumentando o valor de P_{limiar} .

2.3.1 Medição do Limiar de Brillouin

Para medir a P_{limiar} foi utilizada a montagem experimental mostrada na figura 2.14. A fonte de luz utilizada foi um laser semiconductor da marca Nettest a operar em modo contínuo, centrado em 1550 nm. Um amplificador de fibra dopada com Érbio, EDFA, da marca Pritel foi utilizado para incrementar gradualmente a potência do sinal. Para medir a potência óptica foi utilizado um *Optical Spectrum Analyzer* (OSA) da marca

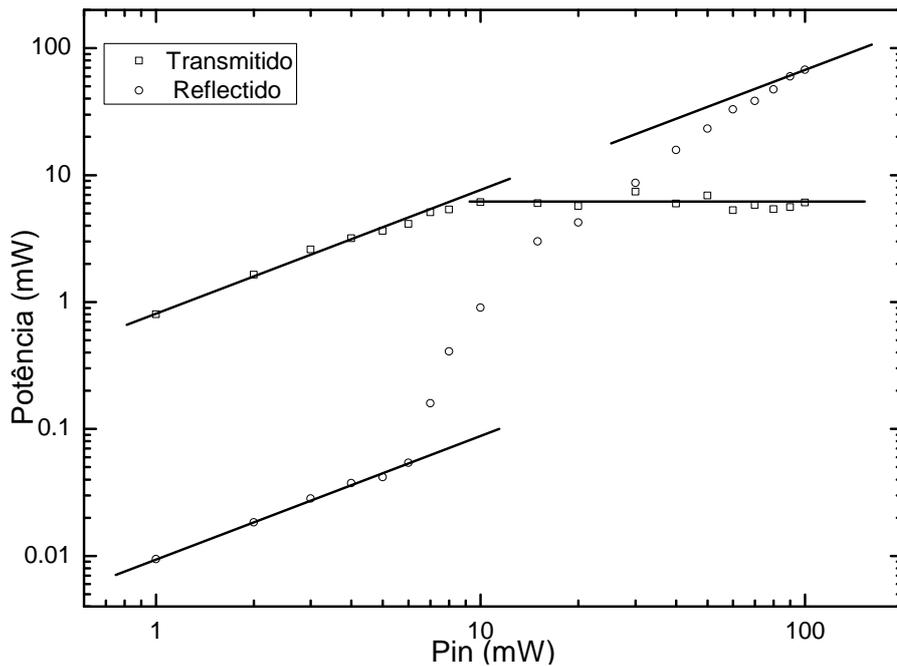


Figura 2.15: Medida do limiar de Brillouin, P_{limiar} . Os quadrados representam o sinal transmitido e os círculos o sinal refletido.

Advantest modelo Q8384. O circulador retira a potência refletida pela fibra. A fibra utilizada é uma SMF da marca Sumitomo, com 20 km de comprimento, 0.21 dB/km de perdas na janela espectral de 1550 nm e A_{eff} igual a $80 \mu\text{m}^2$. As potências transmitida, P_{out} e refletida, $P_{reflect}$, foram medidas com a variação da potência de entrada do sinal, P_{in} . O resultado das medições pode ser visualizado na figura 2.15.

Através da figura 2.15 foi observado então a potência de limiar para a montagem experimental utilizado em laboratório. Observa-se no gráfico que a P_{limiar} tem valor aproximado de 6.5 mW. Utilizando a equação 2.16, chega-se a um valor para g_B de $2.02 \times 10^{-11} \text{ m/W}$. Este valor está dentro da gama de valores apresentados na literatura [5].

Ao longo das medições foi observado também o comportamento espectral dos sinais transmitido e refletido. Foram medidos os espectros dos mesmos com a variação da potência do sinal de entrada entre $12 \mu\text{W}$ à 200 mW. Os resultados podem ser vistos nas figuras 2.16 e 2.17. Os gráficos das figuras estão dispostos de forma a mostrar o comportamento do espectro resultante com o aumento da potência de entrada. Na figura 2.16 pode-se verificar que o sinal refletido começa com um pico centrado no comprimento de onda do sinal que representa o sinal refletido por espalhamento de

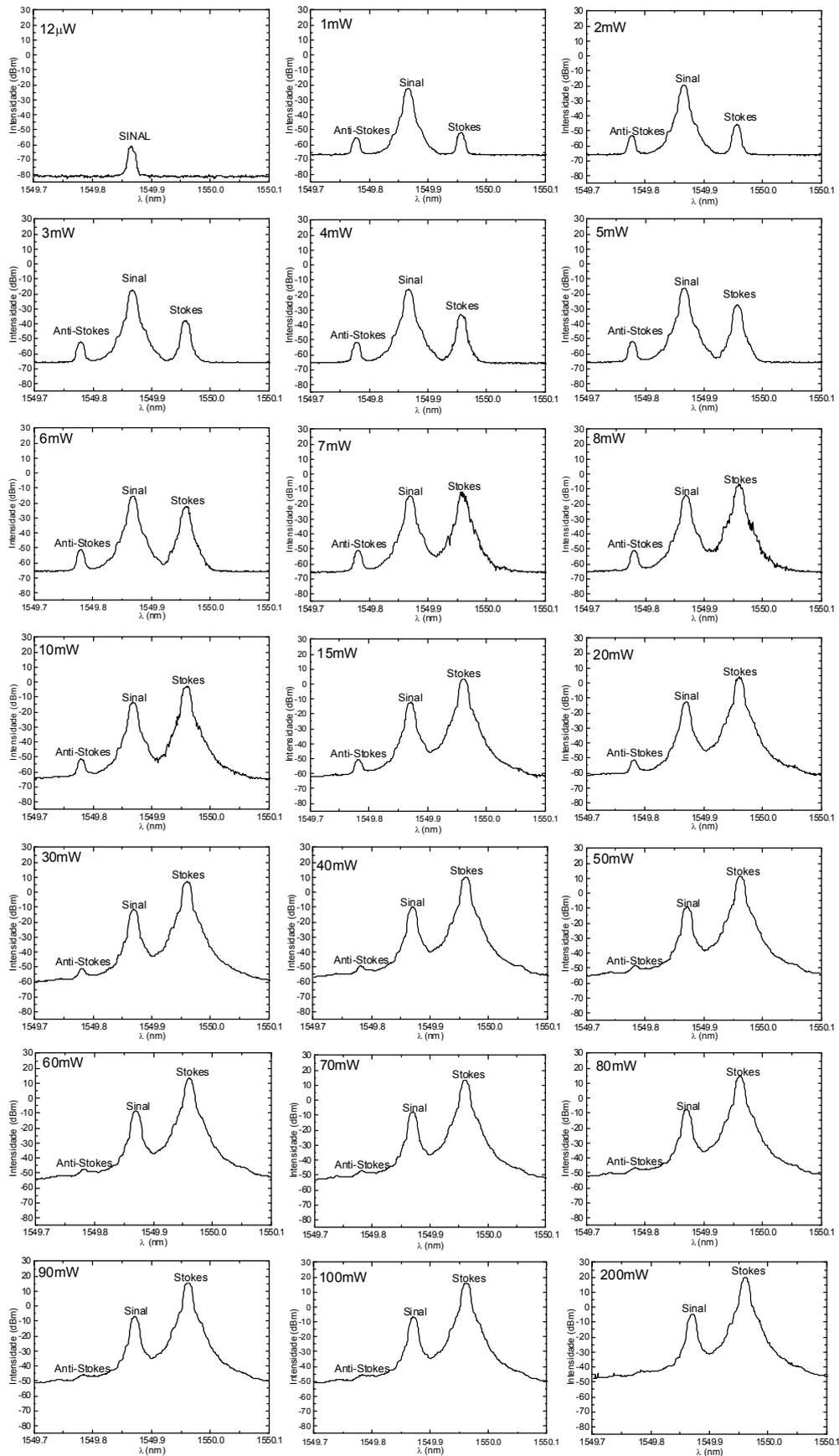


Figura 2.16: Espectro do sinal reflectido com o aumento da potência do sinal incidente.

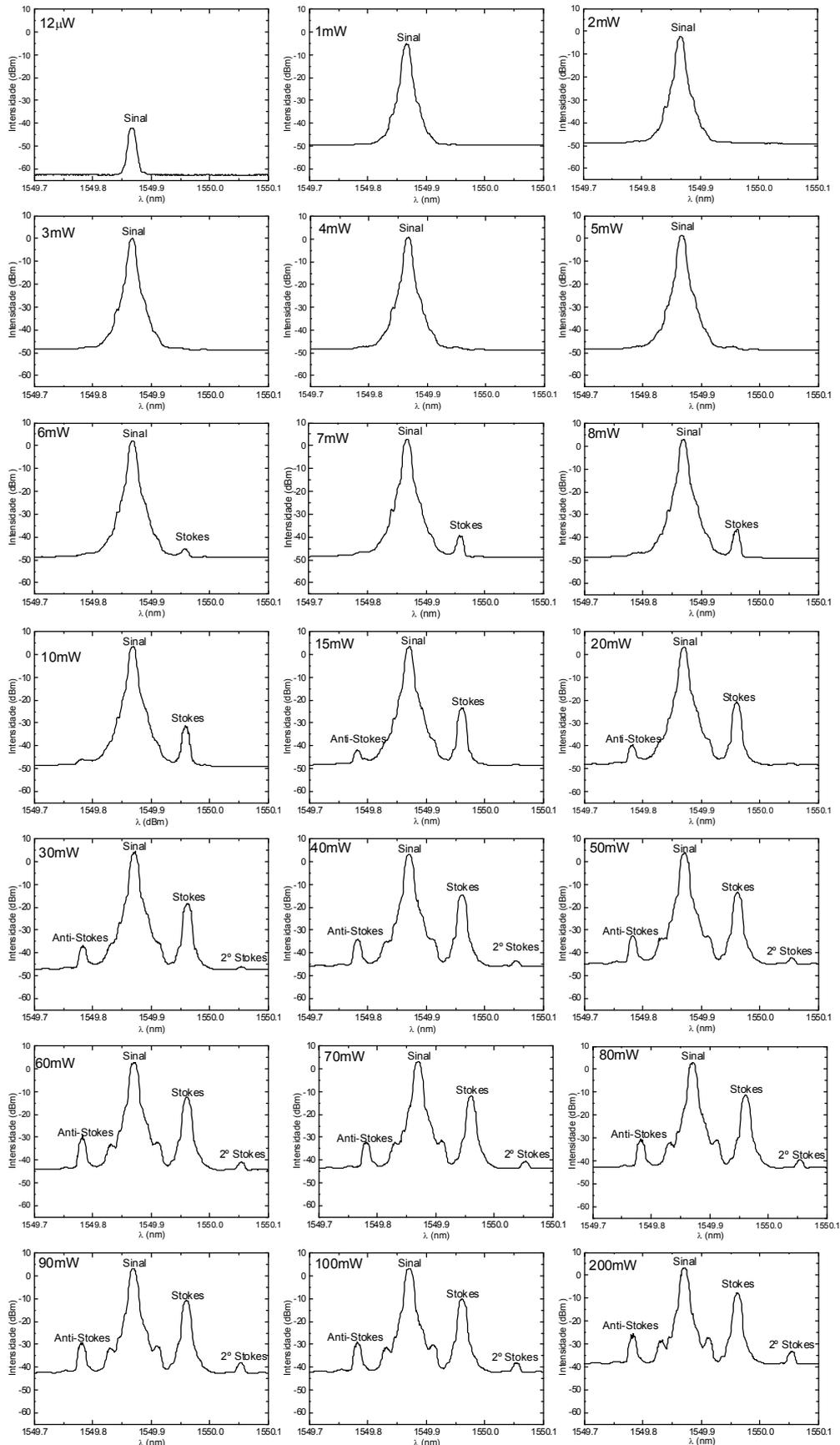


Figura 2.17: Espectros do sinal transmitido com o aumento da potência do sinal incidente.

Rayleigh e eventuais reflexões nas conexões entre fibra e equipamentos. Com o aumento da potência surgem dois picos laterais com uma diferença de frequência de ≈ 11 GHz (≈ 90 pm em comprimento de onda) em relação ao pico central, valor do desvio de Brillouin para a fibra de sílica. Estes picos mostra são relativos à emissão de Stokes e anti-Stokes espontânea de Brillouin.

A figura 2.17 mostra o sinal transmitido. Foi verificado que a partir de uma certa potência é observado um pico no comprimento de onda de Stokes. Este pico é resultante da reflexão da emissão de Stokes presente no espectro do sinal reflectido. A partir de uma certa potência, no nosso caso depois de 10 mW, surge um pico no comprimento de onda da emissão anti-Stokes. É a reflexão da emissão anti-Stokes que aparece no espectro reflectido como aconteceu com o sinal de Stokes. Ainda na figura 2.17 pode-se observar dois lobos que surgem lateralmente no espectro do laser de bombeamento. A partir dos 30 mW a emissão de Stokes de segunda ordem passa a ser observada. Estas alterações podem ser explicadas ao ser considerada a resposta não-linear da fibra óptica. A hipótese mais provável é que ocorra a auto modulação de fase, SPM. A SPM ocorre devido à variação da fase do campo eléctrico com o aumento da potência do laser. Esta variação da fase do campo eléctrico pode alterar a forma do espectro original do pulso.

Para analisar o comportamento dos espectros reflectidos foi feita a comparação das potências de cada pico presente no espectro do sinal reflectido em função da potência de entrada, figura 2.18. Cada curva no gráfico mostra a potência de cada pico do espectro de potência reflectida em função da potência de entrada. Assim, verificou-se que a maior contribuição para a intensidade do sinal reflectido, a partir da potência de limiar, é dada pelo pico de Stokes. Uma outra forma de mostrar esta contribuição é através de um gráfico percentual, onde é feita uma comparação da contribuição percentual de cada pico para a potência total reflectida com o aumento da potência de entrada. Este gráfico pode ser observado na figura 2.19.

Na figura 2.19 verificou-se que a reflexão no comprimento de onda do sinal é dominante até o sistema chegar à potência de limiar de Brillouin. No entanto, com o aumento da potência de entrada, a emissão de Stokes passa a ter papel dominante na potência reflectida. Ainda na figura 2.19 verificou-se que a contribuição da emissão anti-Stokes é pequena se comparada com as contribuições do sinal e de Stokes, mas

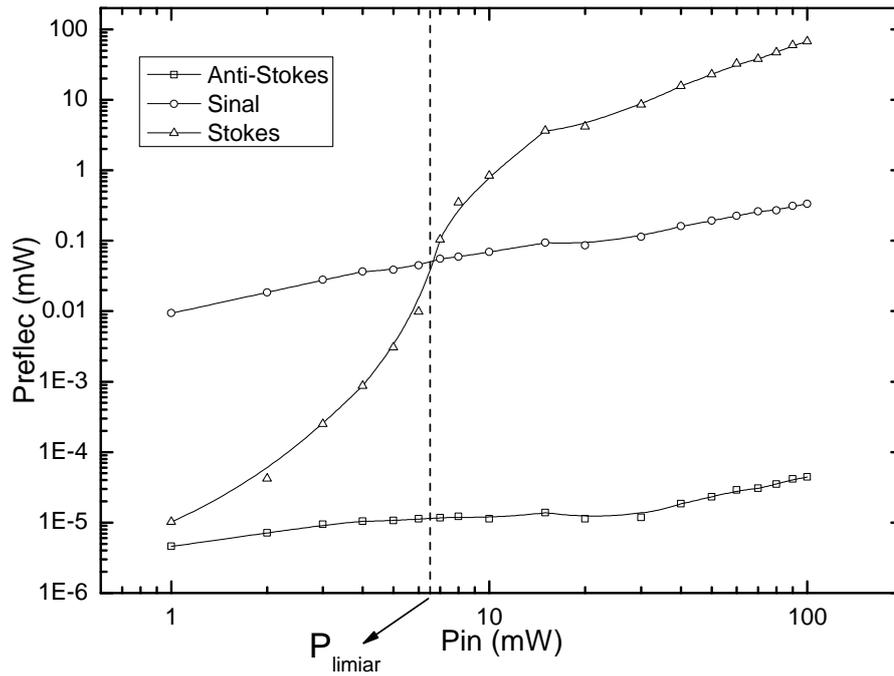


Figura 2.18: Potência refletida em função da potência incidente. Cada curva representa uma das contribuições mostradas na figura 2.16

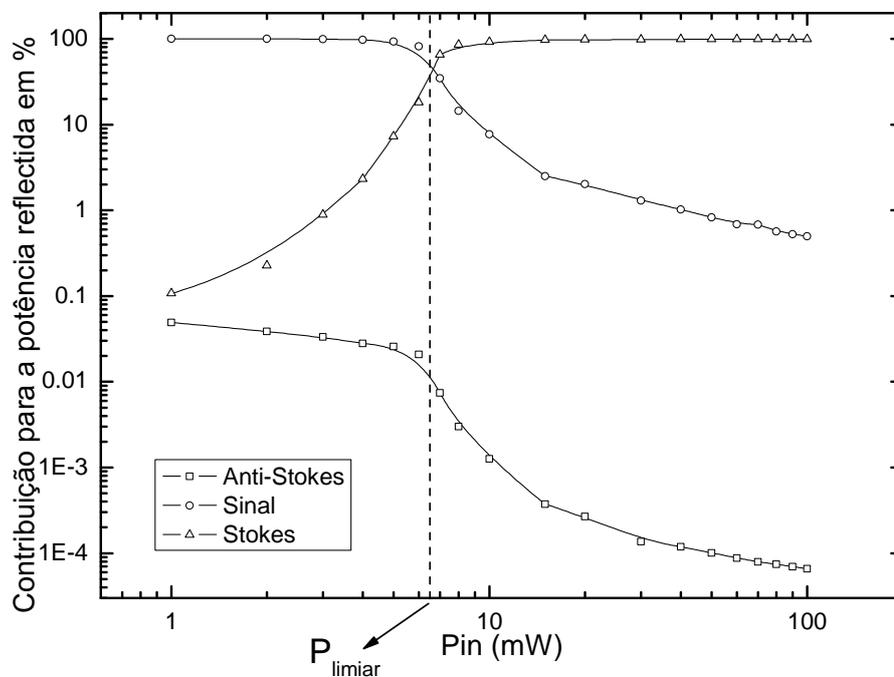


Figura 2.19: Contribuição percentual dos picos dos espectros da figura 2.16 para a potência refletida com a variação da potência de entrada.

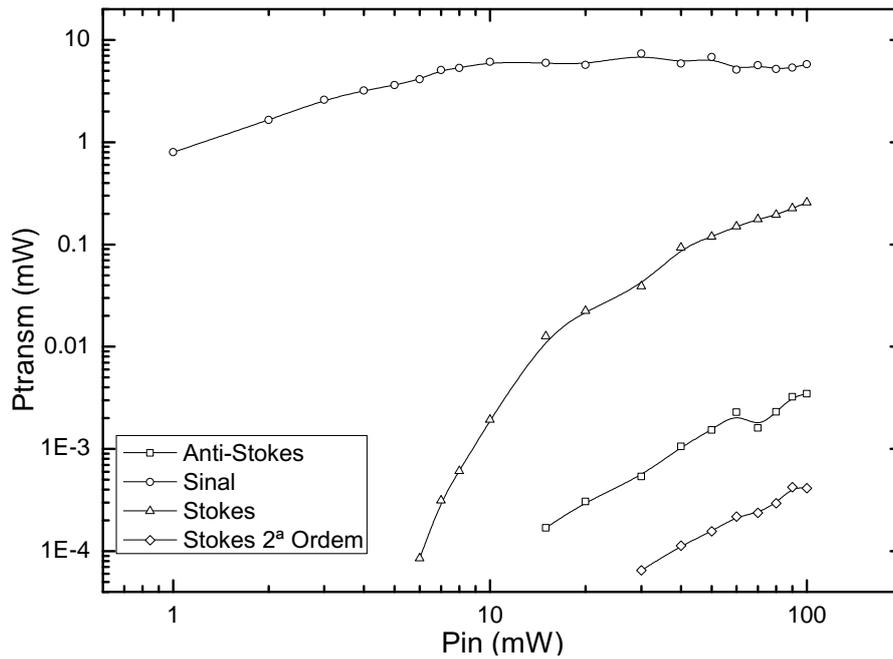


Figura 2.20: Potência transmitida em função da potência incidente. Cada curva representa uma das contribuições mostradas na figura 2.17

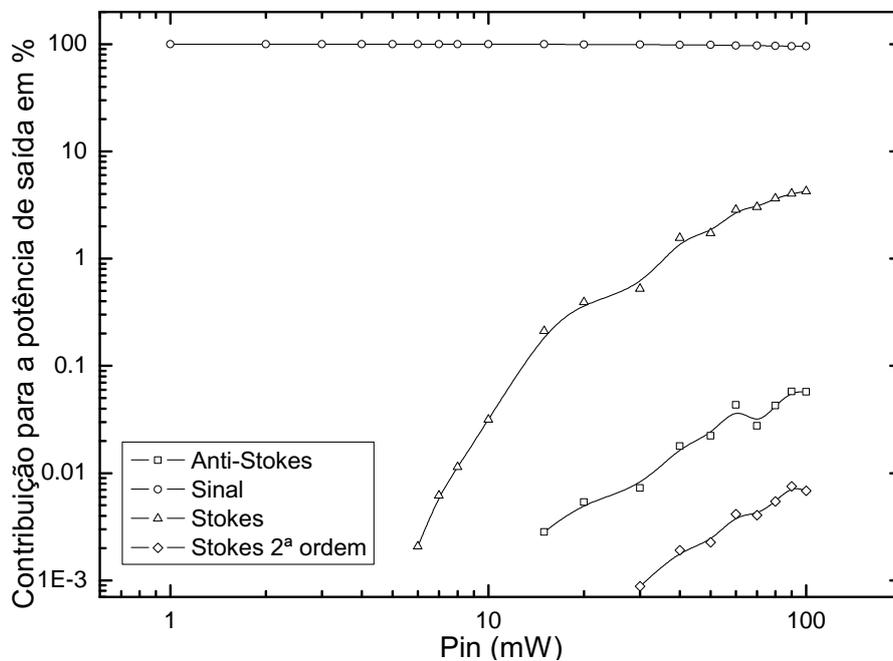


Figura 2.21: Contribuição percentual dos picos dos espectros da figura 2.17 para a potência transmitida com a variação da potência de entrada.

a sua curva de contribuição assemelha-se à curva do sinal. O crescimento da emissão Anti-Stokes é aproximadamente linear nesta faixa de potências como mostra a figura 2.18.

De forma análoga à potência reflectida, foi feita a comparação das potências de cada pico presente no espectro do sinal transmitido em função da potência de entrada. Para o sinal transmitido foi observado que a contribuição para a potência total transmitida é dada pelo sinal, figura 2.20. Não existe outra contribuição que tenha mesma ordem de grandeza do sinal transmitido na faixa de potências utilizada na experiência. Pode-se comprovar isto ao verificar-se a contribuição para a potência total transmitida de cada um dos picos dos espectros mostrados na figura 2.17. A figura 2.21 mostra que com o aumento da potência de entrada a contribuição no comprimento de onda do sinal é dominante em toda faixa de potência.

2.4 Espalhamento de Raman

O espalhamento de Raman é um fenómeno que ocorre devido à interacção entre fótons e fonões ópticos. Os fonões ópticos diferem dos fonões acústicos pela energia $E_V = h\nu_V$, onde ν_V é a frequência do fonão. Enquanto os fonões acústicos possuem frequência da ordem dos gigahertz, 10^9 Hz, os fonões ópticos são da ordem dos terahertz, 10^{12} Hz. S. Raman, em 1928 [22], foi um dos primeiros a reportar a observação do fenómeno, por esta razão este tipo de espalhamento da luz recebeu o seu nome. Stolen e Ippen obtiveram os primeiros resultados sobre o espalhamento de Raman em fibras ópticas [23, 24]. Mostram inclusive a possibilidade da obtenção de ganho numa fibra óptica através do espalhamento estimulado de Raman, SRS, [24].

Pode-se descrever o espalhamento de Raman através de um diagrama de níveis de energia para uma molécula como mostra a figura 2.22. Um fóton incidente de energia $E_0 = h\nu_0$ excita uma molécula do nível 1 para o nível 3. Após um tempo, da ordem dos 10^{-12} s [19], esta molécula descai para o nível 2 e emite um fóton de energia $E_S = E_0 - E_V$. Os fótons resultantes deste processo, onde existe perda de energia para o material, são chamados fótons de Stokes. Quando o material já possui estados excitados, fonões ópticos, um fóton de energia E_0 excita a molécula do nível 2 para

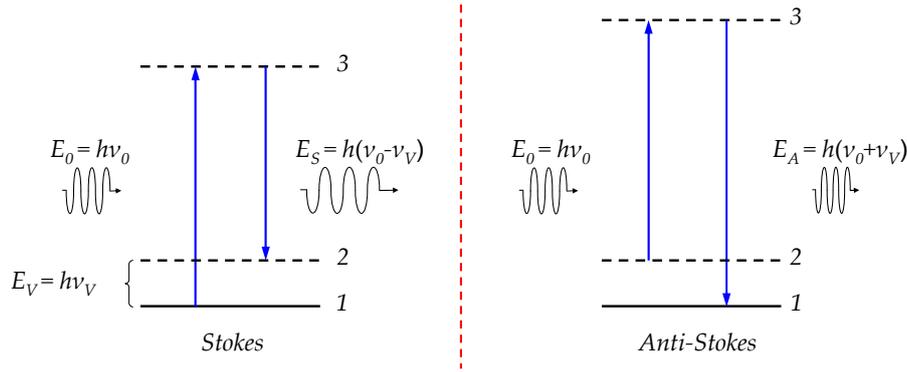


Figura 2.22: Diagrama de níveis de energia que representa o espalhamento e Raman.

o nível 3 e descai deste nível para o nível 1, absorvendo a energia do fonão presente no material. Os fótons resultantes deste processo onde existe absorção de energia são chamados fótons anti-Stokes.

A probabilidade de existirem fótons de Stokes é maior que a de existirem fótons anti-Stokes à temperatura ambiente, $\pm 20^\circ\text{C}$. Uma das razões porque isto ocorre é que, a taxa de transição do sistema de níveis de energia para o espalhamento de Raman é governada pela estatística de Bose-Einstein, que por sua vez depende da temperatura do meio em que ocorre o fenómeno. A estatística de Bose-Einstein é utilizada para explicar este processo pelo facto dos fótons e fonões serem bósons, partículas com spin, ou momento angular quântico, igual a 1 (podem coexistir num mesmo estado quântico). As taxas de transição dos espalhamentos de Stokes e anti-Stokes, W_S e W_A , são proporcionais ao factor de população de Bose-Einstein, N_{ν_V} , de acordo com as equações [25]

$$\begin{aligned} W_S &\propto N_0(1 + N_{\nu_V}), & \text{Stokes,} \\ W_A &\propto N_0 N_{\nu_V}, & \text{Anti-Stokes,} \end{aligned} \quad (2.18)$$

onde N_0 é o número de fótons incidentes proporcional à potência dos fótons incidentes. O factor de população de Bose-Einstein N_{ν_V} é dado por[25]

$$N_{\nu_V} = \frac{1}{\exp(h\nu_V/(k_B T)) - 1}, \quad (2.19)$$

onde h é a constante de Planck, ν_V é a frequência do fonão, k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura do meio em Kelvin. A razão entre as taxas de transição

anti-Stokes, W_A e Stokes, W_S , pode ser obtida através de (2.19) e (2.18), e é igual a $\exp(-h\nu_V/(k_B T))$. Esta razão mostra que a altas temperaturas a taxa de transição anti-Stokes aproxima-se da de Stokes, e a baixas temperaturas a transição anti-Stokes tende a desaparecer.

A emissão estimulada ocorre quando um átomo ou molécula encontra-se em estado excitado e um fóton de energia $h\nu$ interage com este e provoca a relaxação de um nível de energia superior para um de energia inferior e emite um fóton com as mesmas características do fóton responsável pelo descaimento, ver figura 2.23. Esta propriedade torna possível a existência dos amplificadores ópticos baseados na emissão estimulada, nos quais se incluem os amplificadores de Raman.

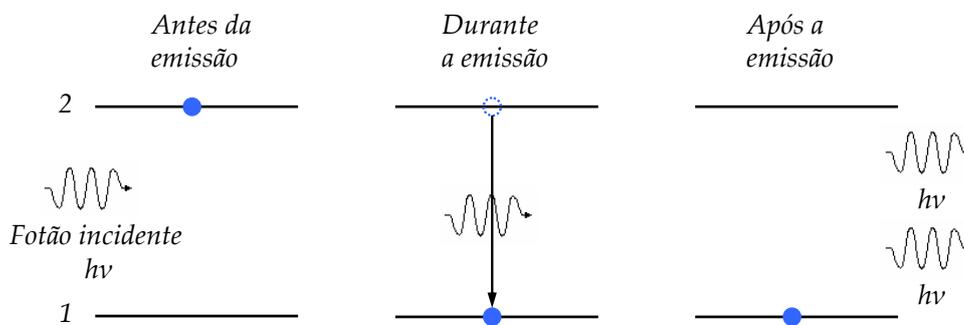


Figura 2.23: Diagrama de níveis de energia para a emissão estimulada. Uma molécula em estado excitado é provocada a descair devido à presença de um fóton de energia $h\nu$. O fóton resultante deste descaimento tem as mesmas características do fóton incidente.

No caso do da amplificação de Raman o processo pode ser descrito segundo a figura 2.24. Quando se considera uma molécula em equilíbrio térmico com o meio a temperatura ambiente, o nível 1 representa o estado fundamental da molécula. O laser de bombeamento, com frequência ν_P , excita a molécula do estado fundamental para o estado excitado, nível 3. Um sinal de frequência ν_S incide no meio e provoca o descaimento da molécula para um nível 2, inferior ao nível excitado, mas superior ao nível fundamental. Este descaimento dá origem à emissão de fótons com as mesmas características do sinal ν_S , o que caracteriza a amplificação do mesmo. Quanto maior a potência do laser de bombeamento, maior será o número de fótons com frequência ν_P , e maior o número de moléculas em estado excitado e conseqüentemente maior é a amplificação do sinal ν_S .

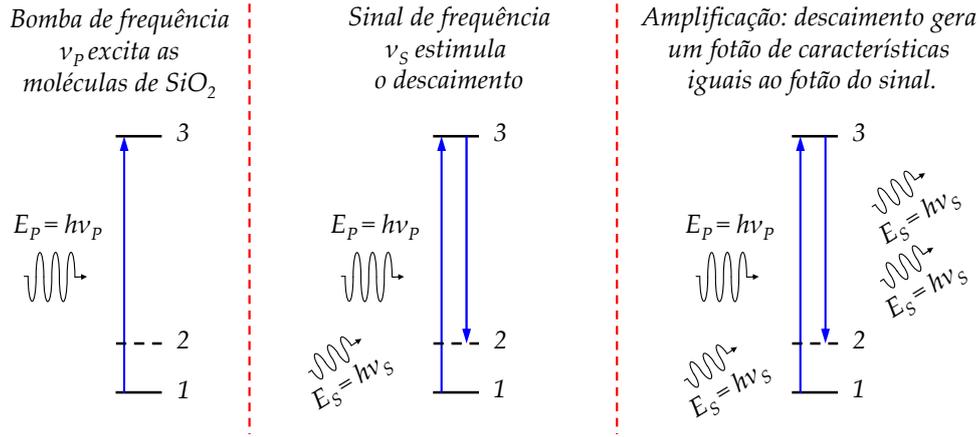


Figura 2.24: Amplificação de Raman

2.4.1 Modelo Simples para o Espalhamento de Raman

A relação entre a emissão espontânea e estimulada pode ser compreendida em termos de um raciocínio que considera o processo do ponto de vista do número de ocupação dos fótons dos vários modos. Postula-se que a probabilidade por unidade de tempo de um fóton ser emitido no modo de Stokes, \mathbb{P} , pode ser escrita como [19]

$$\mathbb{P}_s = D_0 m_L (m_s + 1), \quad (2.20)$$

onde D_0 é uma constante de proporcionalidade cujos valores dependem das propriedades físicas do meio material, m_L é o número de fótons do laser, m_s é o número de fótons de Stokes, o termo “+ 1” é introduzido de forma a considerar a emissão espontânea, como será mostrado na sequência.

A variação do número de fótons de Stokes no tempo é proporcional a \mathbb{P}_s , ou seja, $dm_s/dt \propto \mathbb{P}_s$, portanto, pode-se rescrever a equação 2.20 como

$$\frac{dm_s}{dt} = D_1 m_L (m_s + 1). \quad (2.21)$$

Quando se considera o número de fótons de Stokes, m_s , como uma onda que se propaga à velocidade c/n , observa-se que a taxa temporal dada pela equação (2.21) corresponde

à uma taxa de crescimento espacial dada por

$$\frac{dm_s}{dz} = \frac{1}{c/n} \frac{dm_s}{dt} = \frac{1}{c/n} D_1 m_L (m_s + 1). \quad (2.22)$$

Esta equação descreve o comportamento dos fótons espontâneos e estimulados originados pelo espalhamento de Raman ao longo do comprimento do meio pelo qual a luz se propaga. Para analisar as partes espontânea e estimulada são consideradas duas situações: quando não existem fótons externos para além da bomba, $m_s \ll 1$, e quando fótons externos estimulam o sistema, $m_s \gg 1$.

A primeira consideração, $m_s \ll 1$, faz com que a equação (2.22) seja reduzida a

$$\frac{dm_s}{dz} = \frac{1}{c/n} D_1 m_L, \quad m_s \ll 1. \quad (2.23)$$

Ao resolver a equação (2.23) obtém-se o seguinte resultado

$$m_s(z) = m_s(0) + \frac{1}{c/n} D_1 m_L z, \quad m_s \ll 1, \quad (2.24)$$

onde $m_s(0)$ é o campo de Stokes inicial. Este limite corresponde ao espalhamento de Raman espontâneo, a intensidade de Stokes aumenta proporcionalmente com o comprimento do meio e também com a intensidade do laser de bombeamento.

Considerando agora que $m_s \gg 1$, a equação (2.22) reduz-se a

$$\frac{dm_s}{dz} = \frac{1}{c/n} D_1 m_L m_s, \quad m_s \gg 1. \quad (2.25)$$

Ao resolver a equação 2.25 obtém-se

$$m_s(z) = m_s(0) e^{D_1 m_L / (c/n) z}, \quad m_s \gg 1, \quad (2.26)$$

onde o termo dentro da função exponencial é responsável pelo ganho do sinal, visto que o número de fótons do laser de bombeamento m_L faz parte deste termo. Este termo representa a emissão estimulada, ou amplificação de Raman.

A intensidade de fótons de Stokes cresce exponencialmente com a distância de propagação através do meio, e grandes valores da intensidade de Stokes podem ser observadas à saída do meio de interacção. Pode-se, portanto, reescrever a equação (2.25) em termos de intensidade

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{1}{c/n} D_1 I_L I_s, \quad (2.27)$$

onde $D_1/(c/n) = \gamma_R(\Delta\nu)$, e γ_R está relacionado ao ganho de Raman devido à diferença de frequências $\Delta\nu$, onde $\Delta\nu = \nu_p - \nu_s$. Com esta expressão pode-se chegar a uma expressão em termos de potência para a amplificação de Raman. A potência óptica é definida como a intensidade da luz numa determinada área, ou seja

$$P_j(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_j(x, y, z) dx dy, \quad (2.28)$$

onde j representa a bomba p ou o sinal s . Assim, (2.27) pode ser reescrita em termos de potência como

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \frac{\gamma_R}{A_{eff}} P_p(z) P_s(z), \quad (2.29)$$

onde A_{eff} representa a área efectiva da fibra óptica, $P_p(z)$ e $P_s(z)$ são as potências do laser de bombeamento e do sinal, respectivamente. A equação 2.29 é a forma mais simples da equação de propagação para um sinal s com amplificação de Raman gerada pelo laser de bombeamento p . Esta equação não considera a depleção do laser de bombeamento, os efeitos da emissão espontânea e nem a atenuação. Uma equação mais detalhada será mostrada nos capítulos seguintes.

2.4.2 Medição do Espalhamento de Raman

Nesta experiência pretende-se observar o espalhamento de Raman em fibras ópticas na configuração co-propagante. A montagem experimental utilizada nas medições pode ser observada na figura 2.25. O laser de bombeamento é um laser semiconductor da marca Fitel com encapsulamento planar, centrado em 1470 nm com potência média igual a 210 mW. A potência do laser foi mantida constante durante toda a experiência, estabilizada por um controlador de temperatura da Thorlabs modelo TED200 e um

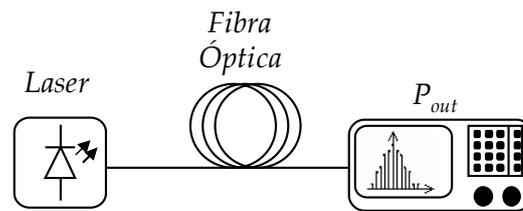


Figura 2.25: Diagrama esquemático da montagem experimental utilizado nas medições do espalhamento de Raman.

controlador de corrente da Thorlabs modelo LDC220. O espectro do laser em questão pode ser observado na figura 2.26. Este espectro corresponde a uma potência média igual a 50 mW, potência inferior à utilizada na obtenção do espectro do espalhamento, reduzida para a protecção do equipamento de medição. Para mostrar que o espalhamento de Raman pode ocorrer em diferentes tipos de fibras ópticas, foram utilizados dois troços de diferentes fibras ópticas com características distintas nesta experiência: uma SMF de 40 km de comprimento e atenuação igual à 0.22 dB/km em torno de 1470 nm e 0.21 dB/km em torno de 1570 nm e uma DCF de 5 km de comprimento e atenuação igual à 1.1 dB/km em torno de 1470 nm e 0.92 dB/km em torno de 1570 nm. As medidas foram realizadas em torno dos 1570 nm porque a máxima intensidade do espalhamento de Raman ocorre com uma diferença aproximada de 100 nm em relação ao comprimento de onda do laser de bombeamento, o que equivale a aproximadamente 13 THz em frequência. Um OSA da marca Advantest modelo Q8384 foi utilizado para a observação do espectro à saída da fibra óptica.

Para observar o espalhamento de Raman no comprimento de onda de Stokes, neste caso 1570 nm, foram medidos os espectros resultantes da utilização do laser à saída dos troços de fibra óptica. Os resultados das medições podem ser observados nas figuras 2.27 e 2.28 para a SMF e para a DCF, respectivamente. Uma das diferenças que podem ser observadas entre os gráficos das figuras 2.27 e 2.28 é a forma do espectro do espalhamento. O espectro obtido com a SMF lembra a forma do espectro da DCF com uma ligeira bifurcação em torno de 1580 nm. Outra diferença é a intensidade dos espectros utilizando o mesmo laser. O espalhamento devido à SMF, figura 2.27, tem menor intensidade que o da DCF, figura 2.28, quando se utiliza a mesma potência. Uma das razões se deve ao facto de a DCF ter menor comprimento e portanto ter

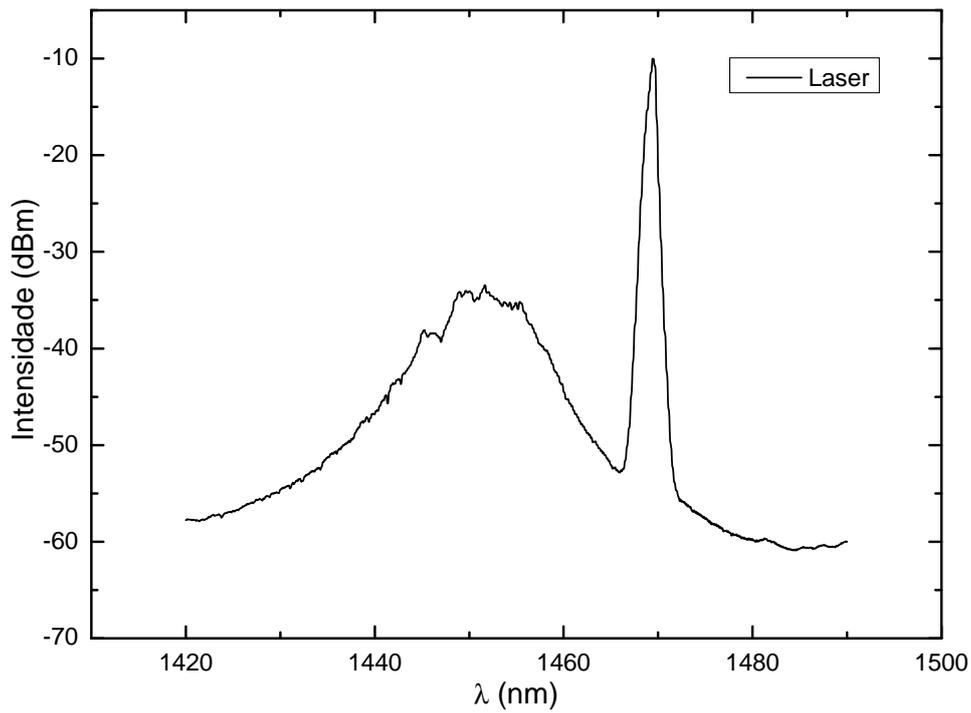


Figura 2.26: Espectro do laser utilizado na experiência para obtenção do espectro do espalhamento de Raman.

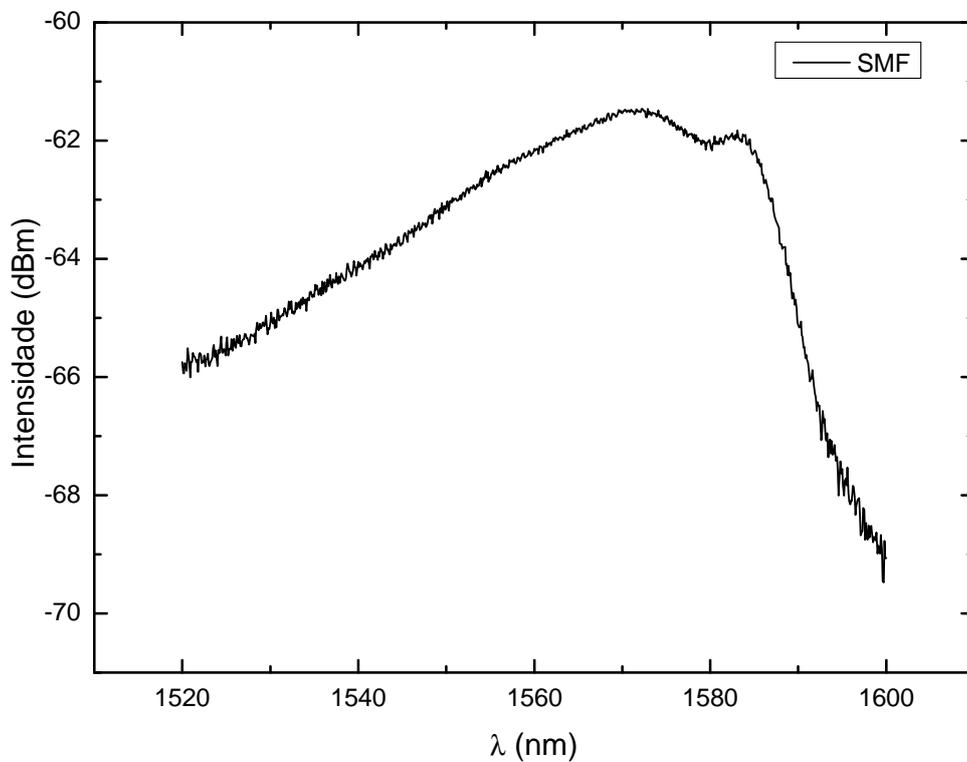


Figura 2.27: Espectro do espalhamento de Raman com uma SMF de 40 km, obtida com uma potência de bombeamento de 210 mW

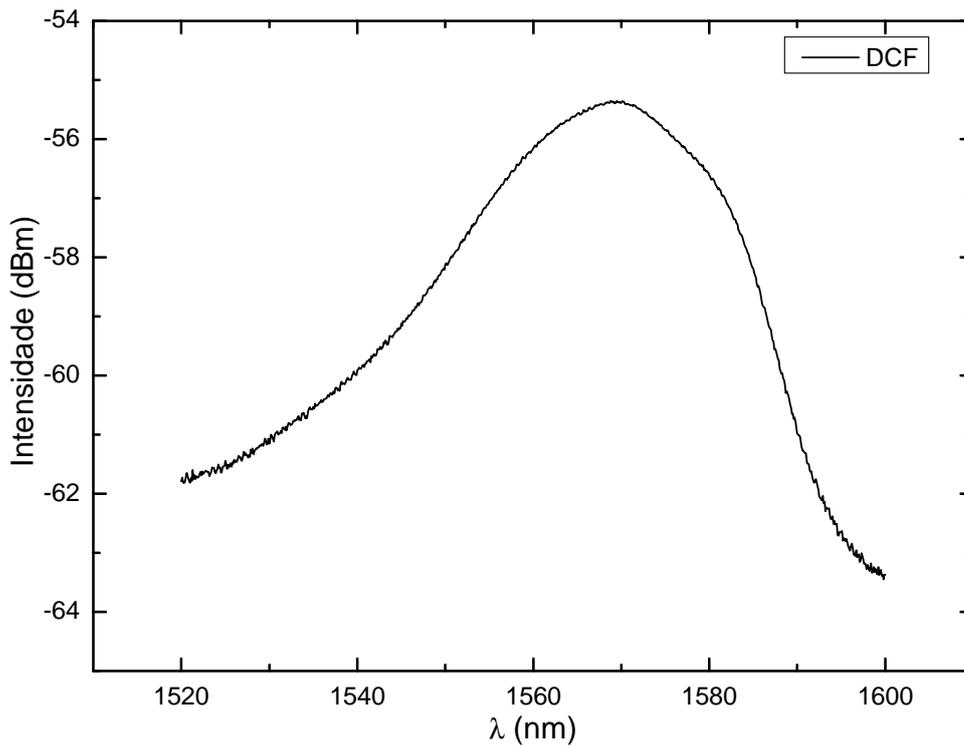


Figura 2.28: Espectro do espalhamento de Raman com uma DCF de 5 km, obtida com uma potência de bombeamento de 210 mW

menos perdas totais, 5.5 dB em contraste com 8.8 dB da SMF. Outra razão é a sua forte característica não-linear se comparada com a SMF. Esta característica é devida principalmente à diferença de tamanho da área efectiva de cada uma das fibras. Enquanto uma SMF tem A_{eff} da ordem dos $80 \mu\text{m}^2$, uma DCF tem uma A_{eff} da ordem dos $40 \mu\text{m}^2$. Uma área menor significa um coeficiente não-linear maior para a fibra, como pode ser observado na expressão seguinte para o coeficiente não-linear da fibra [5]

$$\gamma = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}}, \quad (2.30)$$

onde ω_0 é a frequência do sinal, n_2 é o índice de refração não-linear e c a velocidade da luz. Esta característica não-linear da DCF faz com que os seus valores para o coeficiente do ganho de Raman sejam maiores que os da SMF por uma ordem de grandeza, o que faz destas fibras um meio bastante eficiente para a amplificação de Raman.

2.5 Conclusões

Os três tipos de espalhamento da luz mais comuns em fibras ópticas, Rayleigh, Brillouin e Raman foram estudados. Ensaios experimentais mostram o comportamento destes três fenómenos em fibras ópticas.

Nas experiências realizadas para medição da atenuação nas fibras ópticas, após o ajuste teórico da curva obtida, é observado que o espalhamento de Rayleigh é responsável pela maior contribuição destas perdas pela relação C/λ^{-4} .

O ajuste teórico da curva de atenuação com as expressões usuais para a composição da curva das perdas de uma fibra óptica mostrou ser pouco rigoroso quando se considera uma ampla largura espectral. Neste trabalho observa-se que a usual aproximação exponencial para a contribuição da absorção no UV deve ser substituída por uma função Lorentziana. Isto pode acontecer porque o espectro de absorção na região do UV está relacionado com transições electrónicas. A forma do espectro devido à estas transições é uma Lorentziana.

A atenuação tem ligeira dependência com a temperatura na região de 1520 nm e 1600 nm. O seu valor aumenta para temperaturas muito altas, em torno de 80 °C e muito baixa, -30 °C.

As medições para a obtenção da potência de limiar de Brillouin, P_{limiar} , mostram um P_{limiar} igual a 6.5 mW com o qual se obtém o coeficiente do ganho de Brillouin, g_B , igual a $2.02 \times 10^{-11} \text{m/W}$.

O espectro do espalhamento de Brillouin foi observado com o aumento da potência do laser incidente. Este espectro teve sua forma alterada durante o incremento da potência. Primeiramente era observado apenas o pico do espalhamento de Rayleigh, centrado no mesmo comprimento de onda do laser. Em seguida, dois picos laterais ao pico do espalhamento de Rayleigh surgem com uma diferença de ≈ 11 GHz acima e abaixo do valor da frequência de Rayleigh. Estes picos são os picos de emissão de Stokes e anti-Stokes do espalhamento de Brillouin. A partir de uma potência em torno do valor da potência de limiar de Brillouin, o pico de Stokes passa a ser a contribuição mais expressiva no espectro reflectido, o que até então era papel do espalhamento de Rayleigh.

O espalhamento de Raman foi observado para uma SMF e para uma DCF. Observa-se uma diferença na forma do espectro resultante.

Referências

- [1] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics - Electromagnetic Theory of Propagation Interference and Diffraction of Light - 7a ed.* Cambridge - UK: Cambridge University Press, 1999.
- [2] E. Hecht, *Optics - 4a ed.* San Francisco - CA - USA: Addison-Wesley, 2002.
- [3] G. Mie, “Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen,” *Annalen der Physik*, vol. 25, no. 3, pp. 377–445, 1908.
- [4] J. W. Strut, “On the light from the sky, its polarization and color,” *Philosophical Magazine*, vol. 41, no. 4, pp. 107–120, 1871.
- [5] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics - 3a ed.* San Diego - CA - USA: Academic Press, 2001.
- [6] J. Crisp, *Introduction to Fiber Optics - 2a ed.* London - UK: Newnes, 2001.
- [7] S. S. Walker, “Rapid modelling and estimation of total spectral loss in optical fibers,” *IEEE Journal of Lightwave and Technology*, vol. LT-4, no. 8, pp. 1125–1131, 1986.
- [8] M. Bredol, “Improved model for OH absorption in optical fibers,” *IEEE Journal of Lightwave and Technology*, vol. 8, no. 10, pp. 1536–1540, 1990.
- [9] M. C. Fugihara and A. N. Pinto, “Attenuation fitting functions,” *Microwave Technology Letters*, vol. -, no. -, pp. -, 2009.
- [10] *Specifications for Dispersion-Shifted Single-Mode Fiber (FutureGuide[®] -DS) - Fujikura.*
- [11] *Corning[®] SMF-28[®] Optical Fiber Product Information- Corning.*
- [12] T. Kortenski, T. Eftimov, T. Dineva, and N. Naidenov, “Radiation attenuation in optical fibres with temperature variation,” *Bulgarian Journal of Physics*, vol. 16, pp. 300–310, 1989.
- [13] N. Yoshizawa, M. Ohnishi, O. Kawata, K. Ishihara, and Y. Negishi, “Low temperature characteristics of UV-curable resin coated optical fiber,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-3, no. 4, pp. 779–784, 1985.

- [14] Y. Park, K. Oh, U. C. Paek, D. Y. Kim, and C. R. Kurkjian, “Residual stresses in a doubly clad fiber with depressed inner cladding (DIC),” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 10, pp. 1823–1834, 1999.
- [15] J. Yu, I.-B. Kwon, and K. Oh, “Analysis of Brillouin frequency shift and longitudinal acoustic wave in a silica optical fiber with a triple-layered structure,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, no. 8, pp. 1779–1786, 2003.
- [16] K. Saito, H. Kakiuchida, and A. J. Ikushima, “Investigation of the origin of the Rayleigh scattering in SiO₂ glass,” *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 222, no. 1-2, pp. 329–334, 1997.
- [17] —, “Light-scattering study of the glass transition in silica, with practical implications,” *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 6, pp. 3107–3112, 1998.
- [18] L. Brillouin, “Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène influence de l’agitation thermique,” *Annales de Physique*, vol. 17, pp. 88–122, 1922.
- [19] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics - 3a ed.* San Diego - CA - USA: Academic Press, 2007.
- [20] P. Narum, M. D. Skeldon, and R. W. Boyd, “Effect of laser mode structure on stimulated Brillouin scattering,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-22, no. 11, pp. 2161–2167, 1986.
- [21] G. C. Valley, “A review of stimulated Brillouin scattering excited with a broad-band pump laser,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-22, no. 5, pp. 704–712, 1986.
- [22] S. Raman, “A new type of secondary radiation,” *Nature*, vol. 121, no. 3048, pp. 501–502, 1928.
- [23] R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, “Raman oscillation in glass optical waveguide,” *Applied Physics Letters*, vol. 20, no. 2, pp. 62–64, 1972.
- [24] R. H. Stolen and E. P. Ippen, “Raman gain in glass optical waveguides,” *Applied Physics Letters*, vol. 22, no. 6, pp. 276–278, 1973.
- [25] M. N. Islam, *Raman Amplifiers for Telecommunications 1 - Physical Principles.* New York - NY - USA: Springer-Verlag, 2004.

Capítulo 3

Amplificação de Raman

Neste capítulo é apresentado um modelo para o amplificador de Raman. O modelo é validado experimentalmente para as três configurações básicas do amplificador: co-propagante - quando a bomba e o sinal propagam-se no mesmo sentido, contra-propagante - quando a bomba e o sinal propagam-se em sentidos opostos e bidireccional - uma bomba co-propagante e outra contra-propagante.

Este capítulo está dividido em três secções. Na secção 3.1 são apresentadas as equações de propagação utilizadas no modelo teórico, o método utilizado na resolução numérica das equações de propagação e o processo de obtenção experimental dos valores para o coeficiente do ganho de Raman, $g_R(\Delta\nu)$; na secção 3.2 o modelo é validado para montagens experimentais com lasers de bombeamento com um único comprimento de onda e com comprimentos de onda distintos; na secção 3.3 são mostrados resultados da interacção ruído-sinal e é apresentado um modelo para a ASE.

3.1 Modelação

O espalhamento de Raman estimulado, SRS, como apresentado no capítulo anterior, é o efeito responsável pela amplificação de Raman em fibras ópticas. A amplificação de Raman em fibras ópticas foi primeiramente reportada por Stolen e Ippen em 1973 [1]. Com os avanços no processo de fabrico das fibras ópticas e o surgimento de lasers semicondutores comerciais com potências relativamente altas, centenas de miliwatts, a amplificação de Raman passou a ser interessante para as comunicações ópticas [2] - [11].

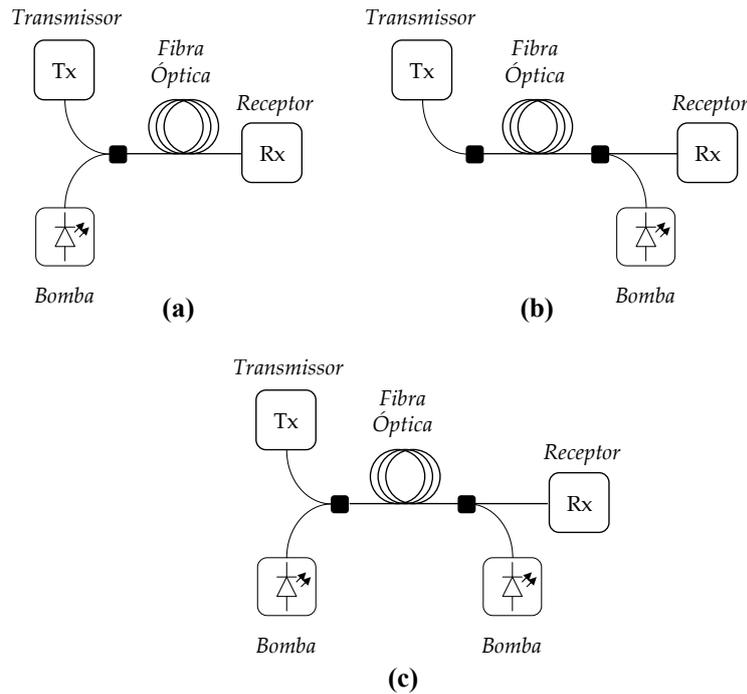


Figura 3.1: Representação pictórica das configurações básicas para um amplificador de Raman: (a) co-propagante - sinal e laser de bombeamento propagam-se no mesmo sentido, (b) contra-propagante - sinal e laser de bombeamento propagam-se em sentidos opostos e (c) bidireccional - um laser de bombeamento co-propagante e um contra-propagante.

Neste capítulo é feita a modelação de um amplificador de Raman. Este é um modelo estacionário que representa a evolução dos sinais ao longo do comprimento da fibra utilizada na amplificação. O modelo a funcionar no regime dinâmico é descrito em detalhe no capítulo 5. O modelo é validado para as configurações co-propagante, contra-propagante e bidireccional, configurações estas que podem ser observadas na figura 3.1, e ao utilizar-se um ou vários lasers de bombeamentos. O modelo considera a interacção de todos os sinais envolvidos na amplificação sejam portadores de informação ou lasers responsáveis pelo bombeamento do amplificador, ou seja, as seguintes interacções são consideradas: sinal-sinal, sinal-laser de bombeamento, laser de bombeamento-laser de bombeamento, que resultam em ganho ou depleção dependendo da posição relativa entre os sinais no espectro.

Para a modelação do amplificador de Raman é utilizado um modelo teórico baseado num sistema de equações diferenciais acopladas que considera as características da fibra

óptica (dimensões, atenuação) e dos sinais (potência, frequência) envolvidos no processo de amplificação. O sistema de equações que caracteriza a propagação dos sinais num amplificador de Raman pode ser escrito como um conjunto de equações diferenciais ordinárias não-lineares tais como [6]

$$\frac{dP_k^\pm(z)}{dz} = \mp \alpha_k P_k(z) \pm \sum_{j \neq k, j=1}^N g_{kj} [P_j^\pm(z) + P_j^\mp(z)] P_k^\pm(z), \quad (3.1)$$

onde os índices “+” e “-” representam o sentido de propagação do sinal, co- ou contra-propagante, respectivamente, z representa a posição espacial do sinal, α_k representa o coeficiente de atenuação do sinal k na fibra óptica, $P_j(z)$ e $P_k(z)$ são as potências ópticas dos sinais e g_{kj} está relacionado ao coeficiente do ganho de Raman, $g_R(\Delta\nu)$, por [6]

$$g_{kj} = \begin{cases} \frac{g_R(\Delta\nu)}{2 A_{eff}} & \text{se } \nu_j - \nu_k \geq 0 \\ -\frac{\nu_k g_R(\Delta\nu)}{\nu_j 2 A_{eff}} & \text{se } \nu_j - \nu_k < 0, \end{cases} \quad (3.2)$$

onde ν_k e ν_j representam as frequências dos sinais k e j , A_{eff} é a área efectiva da fibra em metros quadrados, $g_R(\Delta\nu)$ é o coeficiente do ganho de Raman em metros por Watt que depende da diferença de frequências $\Delta\nu$. A diferença de frequências, $\Delta\nu$, é igual a $\nu_j - \nu_k$ se $\nu_j \geq \nu_k$ ou $\nu_k - \nu_j$ se $\nu_j < \nu_k$. Os valores de $g_R(\Delta\nu)$ usados na simulação foram obtidos experimentalmente.

Na equação (3.1), o primeiro termo à direita representa as perdas ao longo da fibra e o segundo a interacção entre sinais que geram ganho de Raman ou depleção na potência do sinal. De forma a diminuir o tempo de simulação, no modelo utilizado, os termos relacionados com o ruído foram negligenciados. Esta consideração pode ser feita pelo facto do ruído gerado não influenciar de forma significativa o factor de amplificação obtido [12].

3.1.1 Obtenção do Valor de $g_R(\Delta\nu)$

Uma das formas de obter-se os valores de $g_R(\Delta\nu)$ experimentalmente é através da definição do ganho ligado/desligado, ou ganho *on/off* ($G_{on/off}$), que é a diferença entre

a potência do sinal com o laser de bombeamento ligado (*on*) e desligado (*off*), em dB,

$$G_{on/off} = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{S,on}(L)}{P_{S,off}(L)} \right), \quad (3.3)$$

onde $P_{S,on}(L)$ e $P_{S,off}(L)$ são, respectivamente, a potência do sinal (S) com o laser de bombeamento ligado (*on*) e com o laser de bombeamento desligado (*off*) medidas ao fim da fibra de comprimento L .

O valor da potência do sinal à saída da fibra sem amplificação, $P_{S,off}(L)$, pode ser obtido ao resolver a equação (3.1) para um sinal sem amplificação, ou seja, sem a presença do laser de bombeamento, assim obtém-se a equação simplificada

$$\frac{dP_{S,off}(z)}{dz} = -\alpha P_{S,off}(z), \quad (3.4)$$

cujas solução resulta em

$$P_{S,off}(L) = P_S(0) \exp(-\alpha L), \quad (3.5)$$

onde $P_S(0)$ é a potência inicial do sinal.

Para obter o valor de $P_{S,on}(L)$, resolve-se a equação (3.1) para um sinal com amplificação, ou seja, com um laser de bombeamento presente, assim, a equação para o sinal amplificado torna-se

$$\frac{dP_{S,on}(z)}{dz} = -\alpha P_{S,on}(z) + g_{kj} P_p(z) P_{S,on}(z), \quad (3.6)$$

cujas solução é

$$P_{S,on}(L) = P_S(0) \exp \left(\frac{g_R(\Delta\nu) P_p(0) L_{eff}}{2A_{eff}} - \alpha L \right), \quad (3.7)$$

onde g_{kj} está escrito em termos de $g_R(\Delta\nu)$, ver expressão (3.2). Na solução (3.7) $P_p(0)$ é a potência inicial do laser de bombeamento e L_{eff} é o comprimento efectivo da fibra, definido como

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha}. \quad (3.8)$$

Ao substituir as equações (3.5) e (3.7) em (3.3), chega-se a uma expressão para $g_R(\Delta\nu)$ em função de $G_{on/off}$

$$g_R(\Delta\nu) = \frac{2A_{eff}G_{on/off}}{4.343L_{eff}P_p(0)}, \quad (3.9)$$

com a qual se pode calcular o valor de $g_R(\Delta\nu)$ com a utilização das medidas de $G_{on/off}$ e com o conhecimento das características da fibra e do laser de bombeamento utilizados. O factor 4.343 aparece em (3.9) em virtude de se assumir que o $G_{on/off}$ está em decibel, ver apêndice B.

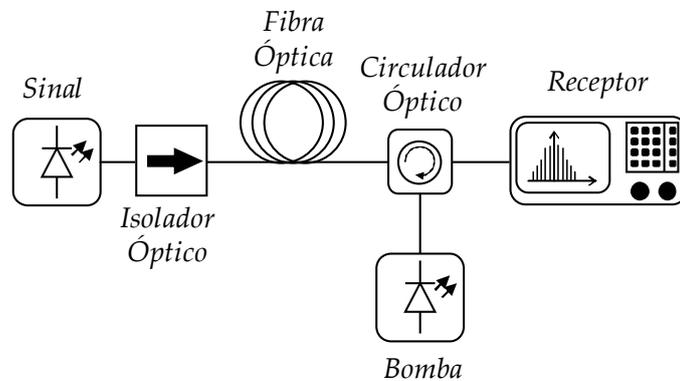


Figura 3.2: Montagem experimental utilizada para a obtenção do coeficiente $g_R(\Delta\nu)$. O sinal é um laser contínuo sintonizável, a fibra é uma SMF de 40 km, o laser de bombeamento é um laser semiconductor e o receptor é um OSA.

Para obter os valores experimentais de $G_{on/off}$ foi realizada uma experiência de acordo com a montagem mostrada na figura 3.2, onde se observa um sistema contra-propagante. O sinal foi obtido através de um laser sintonizável da marca Nettek. O laser permite obter um sinal entre 1518 nm e os 1658 nm. A corrente do laser foi ajustada de forma que a potência óptica de saída se mantivesse estabilizada em torno de 1 mW. A *Bomba* da figura 3.2, é um laser semiconductor da marca Fitel com encapsulamento planar em formato *butterfly*, como mostra a figura 3.3, que utiliza uma rede de Bragg para estabilização no comprimento de onda de 1508.8 nm, a potência do laser de bombeamento utilizado nesta experiência foi de 50 mW estabilizada por um controlador de temperatura da Thorlabs modelo TED200 e um controlador de corrente da Thorlabs modelo LDC220; a *Fibra Óptica* é monomodo, SMF, da marca Corning

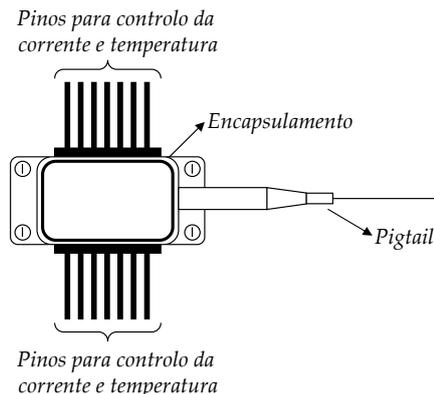


Figura 3.3: Diagrama ilustrativo do laser semiconductor utilizado no bombeamento.

com 40 km, 0.23 dB/km de perdas na janela de 1550 nm e A_{eff} de $80 \mu\text{m}^2$ e o receptor para observar o sinal amplificado é um analisador de espectro óptico, OSA, da marca Advantest modelo Q8384 com resolução de 0.05 nm.

Para obter os valores de $G_{on/off}$ foram medidas as potências para o sinal à saída do amplificador com o laser de bombeamento ligado, $P_{S,on}$, e desligado, $P_{S,off}$, para cada comprimento de onda sintonizado. Estes valores foram substituídos na equação (3.3) para a obtenção dos valores de $G_{on/off}$. Os valores de $g_R(\Delta\nu)$ são obtidos através dos valores de $G_{on/off}$ calculados anteriormente juntamente com a equação (3.9). A tabela mostra os valores calculados de $g_R(\Delta\nu)$, obtidos em função de $\Delta\nu$, diferença entre as frequências do sinal e do laser de bombeamento. Na figura 3.4 pode-se ver o gráfico de $g_R(\Delta\nu)$ em função de $\Delta\nu$. Os valores de $g_R(\Delta\nu)$ obtidos têm a mesma ordem de grandeza de resultados obtidos por outros autores, como por exemplo em [13].

Para utilizar os valores de $g_R(\Delta\nu)$ no modelo foi obtida uma função para representar estes valores de forma analítica. Walrafen *et al.* mostra em seu trabalho [14] que os valores do coeficiente do ganho de Raman, $g_R(\Delta\nu)$, podem ser representados como um somatório de funções Gaussianas como

$$g_R(\Delta\nu) = \sum_{q=1}^{N_G} A_q \exp\left(-\frac{((\Delta\nu) - m_q)^2}{2\sigma_q^2}\right) \quad (3.10)$$

onde A_q é a amplitude da função Gaussianiana, m_q é a posição central da função, σ_q é o desvio padrão que está relacionado à largura a meia altura, **Full-Width at Half**

$\Delta\nu$ (THz)	$g_R(\times 10^{-3}\text{m/W})$	$\Delta\nu$ (THz)	$g_R(\times 10^{-3}\text{m/W})$
1.20422	0.09289	11.67630	0.52636
1.85258	0.12827	12.25790	0.57059
2.49670	0.15039	12.83580	0.59270
3.13662	0.15923	13.41010	0.58828
3.77238	0.16366	13.98090	0.56174
4.40402	0.17250	14.54830	0.59270
5.03158	0.18135	15.11210	0.34501
5.65509	0.19904	15.67250	0.20789
6.27461	0.21231	16.22950	0.18135
6.89016	0.22558	16.78310	0.15923
7.50179	0.24770	17.33330	0.17250
8.10952	0.28750	17.88020	0.18135
8.71341	0.31847	18.96430	0.11500
9.31348	0.34943	20.03540	0.08404
9.90977	0.39808	21.09380	0.07077
10.50230	0.43347	22.13970	0.05308
11.09120	0.46001	23.17340	0.10616

Tabela 3.1: Valores de $g_R(\Delta\nu)$ obtidos experimentalmente com a montagem mostrada na figura 3.2.

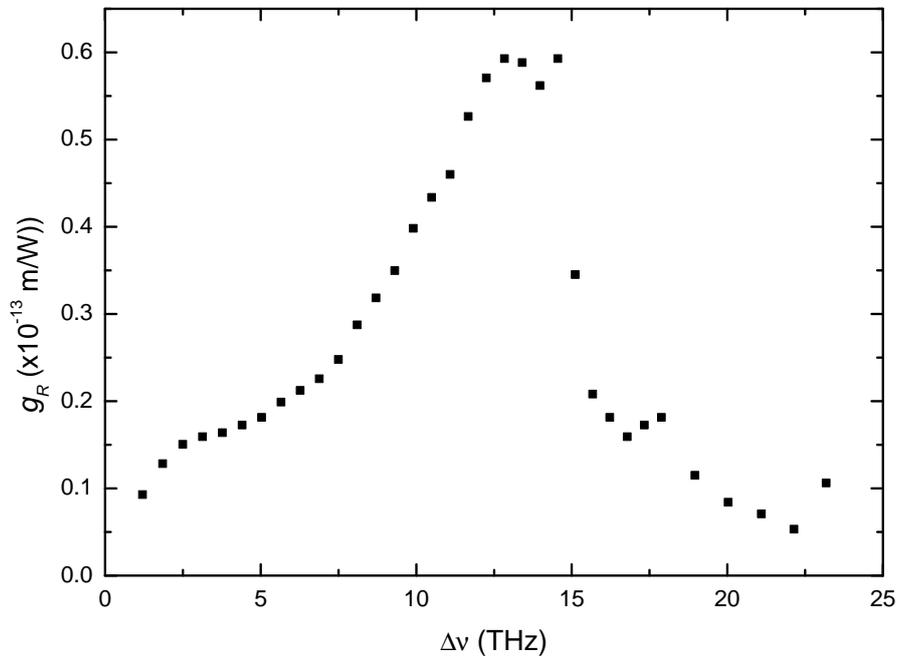


Figura 3.4: Resultado experimental do coeficiente do ganho de Raman, $g_R(\Delta\nu)$, obtido através da medição do $G_{on/off}$ e calculado pela expressão 3.9.

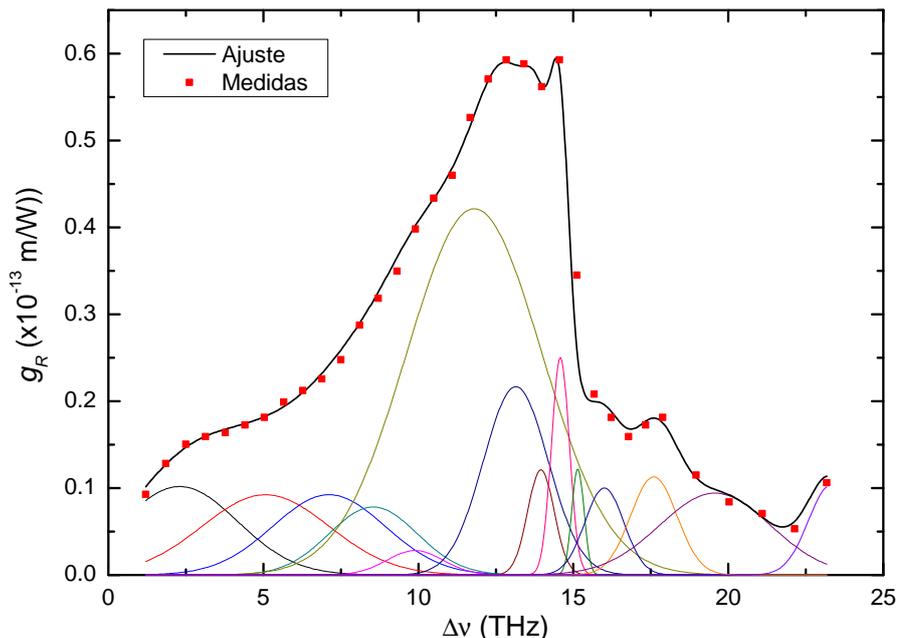


Figura 3.5: Espectro para o coeficiente de Raman, $g_R(\Delta\nu)$: medido (símbolos) e somatório das Gaussianas (linha a preto). As linhas em cores representam as 14 funções Gaussianas utilizadas no somatório.

Maximum (FWHM), da função Gaussiana por $\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_q$ e N_G é o número de funções Gaussianas necessárias para a representação dos valores experimentais de $g_R(\Delta\nu)$.

Este conceito é utilizado neste trabalho, para a obtenção de um conjunto de funções Gaussianas capaz de representar os valores de $g_R(\Delta\nu)$ obtidos experimentalmente. A preocupação principal é encontrar os valores dos parâmetros A_q , m_q , σ_q e N_G das funções Gaussianas de forma que a soma destas funções consiga representar os valores de $g_R(\Delta\nu)$ obtidos.

Após otimização chega-se à conclusão que os valores de $g_R(\Delta\nu)$ podem ser descritos com rigor usando 14 Gaussianas, isto é, $N_G = 14$. A figura 3.5 mostra o coeficiente $g_R(\Delta\nu)$ medido (símbolos) e o resultado obtido com as funções Gaussianas (linha a preto). Ainda na figura 3.5 é mostrada a forma de cada função Gaussiana componente do somatório. Os valores dos coeficientes A_q , m_q e σ_q podem ser verificados na tabela 3.2.

N_G	A_q	m_q	σ_q
1	1.02×10^{-14}	2.30×10^{12}	2.64×10^{12}
2	9.23×10^{-15}	5.07×10^{12}	2.90×10^{12}
3	9.24×10^{-15}	7.12×10^{12}	2.56×10^{12}
4	7.83×10^{-15}	8.54×10^{12}	2.01×10^{12}
5	2.81×10^{-15}	9.89×10^{12}	1.28×10^{12}
6	4.21×10^{-14}	1.18×10^{13}	3.08×10^{12}
7	2.17×10^{-14}	1.31×10^{13}	1.48×10^{12}
8	1.21×10^{-14}	1.39×10^{13}	6.05×10^{11}
9	2.50×10^{-14}	1.46×10^{13}	4.06×10^{11}
10	1.22×10^{-14}	1.51×10^{13}	2.80×10^{11}
11	1.00×10^{-14}	1.60×10^{13}	8.90×10^{11}
12	1.13×10^{-14}	1.76×10^{13}	1.06×10^{12}
13	9.42×10^{-15}	1.96×10^{13}	2.53×10^{11}
14	1.03×10^{-14}	2.33×10^{13}	1.03×10^{12}

Tabela 3.2: Valores dos coeficientes A_q , m_q e σ_q da equação 3.10 otimizada para os valores de $g_R(\Delta\nu)$ obtidos experimentalmente.

3.1.2 Modelo Numérico

Com os valores de $g_R(\Delta\nu)$ obtidos, o processo de modelação foi iniciado com a utilização do sistema de equações diferenciais acopladas como mostrado em 3.1. Ao considerar-se dois ou mais sinais a propagarem-se ao longo da fibra no mesmo sentido, co-propagante, a solução do sistema de equações para a propagação dos mesmos é simples, basta para tal resolver um problema de valor inicial, visto que são conhecidos os valores das potências dos sinais à entrada da fibra. Entretanto, se o caso for um sistema com dois ou mais sinais a propagarem-se em sentidos contrários, o problema torna-se complicado pois não são conhecidos os “valores iniciais” dos sinais contra-propagantes, como mostra a figura 3.6, onde P^+ representa o sinal co-propagante e P^- o sinal contra-propagante. Segundo mostra a figura 3.6, são conhecidos os valores da potência do sinal co-propagante ao início da fibra, $P^+(z = 0) = P_{in}^+$, e do sinal contra-propagante ao final da fibra, $P^-(z = L) = P_{in}^-$. Os valores desconhecidos são os da potência do sinal co-propagante à saída da fibra, $P^+(z = L) = P_{out}^+$ e do sinal contra-propagante ao início da fibra, $P^-(z = 0) = P_{out}^-$.

Uma solução para tal problema é a utilização de métodos de tentativa e erro iterativos. Primeiramente faz-se a resolução para o sinal co-propagante, depois arbitra-se um valor para a potência do sinal contra-propagante em $z = 0$. A partir destes valores,

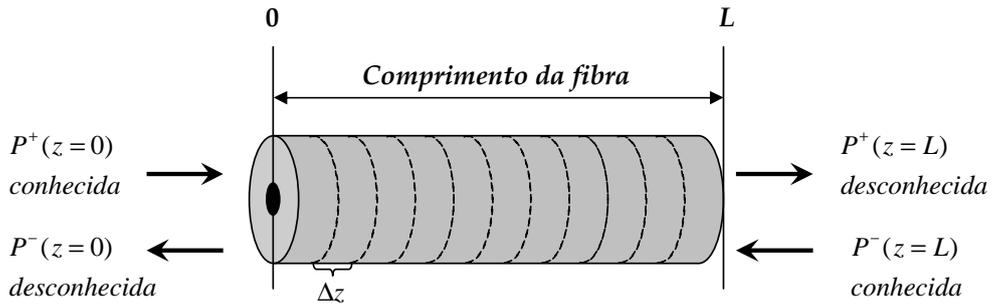


Figura 3.6: Ilustração de uma fibra óptica de comprimento L dividida em pequenos Δz .

um processo iterativo de substituição dos valores da potência em $z = 0$ é iniciado até a obtenção do valor correcto de $P^-(z = L)$. Este processo iterativo é terminado quando a convergência é atingida.

Para além deste processo iterativo quando são considerados sinais contra - propagantes, há necessidade de escolher um método para resolver o sistema de equações. Este tipo de sistema de equações normalmente é resolvido por métodos numéricos e um dos métodos mais utilizados é o Runge-Kutta. Este método é utilizado para resolver sistemas de equações diferenciais através de uma aproximação baseada na média ponderada das inclinações num determinado intervalo.

O modelo utilizado neste trabalho no entanto é resolvido através da análise em potência média, APA [6]. A razão da escolha deste método é devido à redução no tempo de simulação. Esta redução ocorre porque com o método APA os passos de integração numérica intensos são substituídos por cálculos algébricos relativamente simples [6].

Pelo método APA, inicialmente divide-se o amplificador em pequenos segmentos, Δz , como mostra a figura 3.6. Cada segmento é considerado um pequeno amplificador. O amplificador é modelado como uma concatenação destes pequenos amplificadores. Cada segmento é pequeno suficiente para que se possa eliminar a dependência com z . É assumido que cada amplificador infinitesimal verifica

$$P_{out}^{\pm} = P_{in}^{\pm} G(z), \tag{3.11}$$

onde $G(z)$ é dado por:

$$G(z) = \exp \left[\left(\sum_{j>k, j=1}^N g_{kj} [P_j^{\pm}(z) + P_j^{\mp}(z)] P_k^{\pm}(z) - \sum_{j<k, j=1}^N g_{kj} [P_j^{\pm}(z) + P_j^{\mp}(z)] P_k^{\pm}(z) - \alpha \right) z \right], \quad (3.12)$$

Para iniciar o cálculo, substituem-se as potências dos sinais, $P(z)$, pelas suas respectivas potências médias, $\langle P \rangle$, em cada amplificador infinitesimal dada pela expressão [15]:

$$\langle P \rangle = P_{in} \frac{G - 1}{\ln G}. \quad (3.13)$$

Inicia-se um processo iterativo que começa com o valor da potência no primeiro segmento. No simulador a potência no primeiro segmento é a potência inicial, $P_{in}(z_1)$. Os valores de $P(z)$ utilizados para calcular o ganho dado pela expressão 3.12 serão obtidos para o segundo segmento através da obtenção da potência média, $\langle P \rangle$, neste segmento através de (3.13), obtém-se assim o ganho neste segmento através de (3.12). A potência à saída do segundo amplificador infinitesimal será dada por (3.11), onde P_{in} é a potência do segmento anterior, ou seja, $P_{in}(z) = P_{in}(z - \Delta z)$. Este processo iterativo continuará até o último amplificador infinitesimal.

Se existirem sinais contra-propagantes é considerado primeiramente um sistema co-propagante e resolvidos os valores para o sistema. A potência obtida ao final da fibra é utilizada na seguinte iteração como valor “final” para a potência do sinal contra-propagante em $z = 0$. Se este primeiro valor resultar nos valores correctos das potências dos sinais contra-propagantes, o processo iterativo chega ao fim. Se os valores não atingirem a convergência ocorrem duas hipóteses: se a potência ao fim da fibra for inferior à potência requisitada o simulador irá aumentar a potência em $z = 0$, se ao contrário, for superior, o simulador irá diminuir a potência em $z = 0$. Este processo iterativo continua até a obtenção dos valores das potências contra-propagantes. O processo torna-se mais lento quando o número de sinais contra-propagantes é maior, visto que o efeito amplificação/depleção dos sinais altera de forma substancial o valor da potência ao fim da propagação.

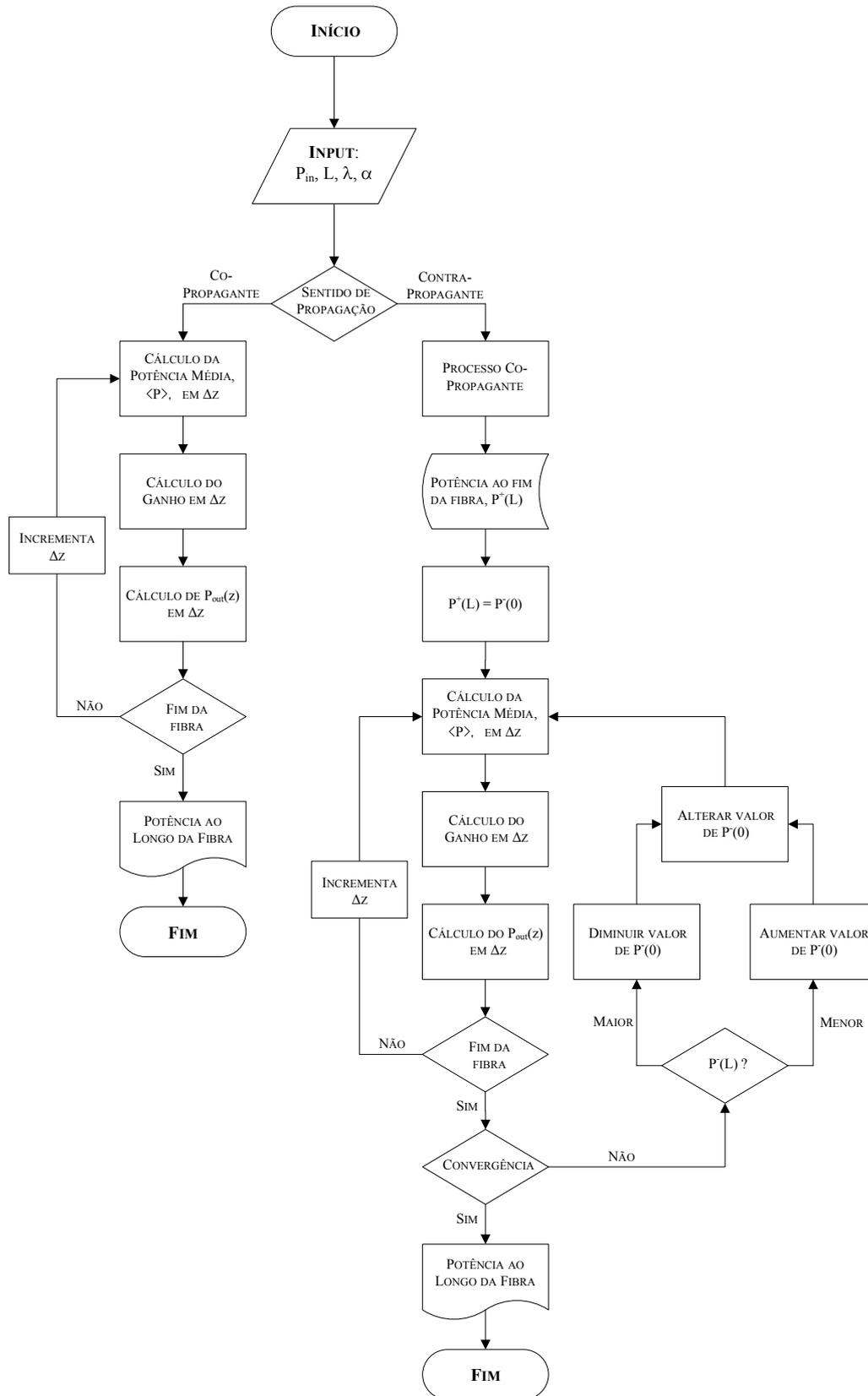


Figura 3.7: Fluxograma que representa o algoritmo utilizado para a amplificação de Raman.

Apesar do método APA ser fortemente dependente do número de secções, ele demonstra ser bastante eficiente e rápido se comparado com o método de integração directa Runge-Kutta de 4ª ordem utilizado para o mesmo fim [6].

O fluxograma da figura 3.7 mostra o processo da simulação. O processo divide-se em dois ramos, co-propagante e contra-propagantes, que não ocorrem independentemente. O fluxograma mostra o modelo de forma simplificada, mas cada sinal, independentemente do sentido de propagação, deve interagir com todos os outros restantes.

3.2 Validação Experimental do Modelo

3.2.1 Um Comprimento de Onda

Para validar o modelo quando existem lasers de bombeamento com um único comprimento de onda, foi medido o $G_{on/off}$ para três montagens experimentais: na configuração co-propagante, na configuração contra-propagante e na configuração bidireccional. O objectivo é comparar os resultados laboratoriais ao utilizar as diferentes configurações com os resultados obtidos em simulação na tentativa de validar o modelo utilizado.

Para a validação experimental foi utilizada a montagem mostrada na figura 3.8. O sinal utilizado é um laser da marca Nettek a operar em modo contínuo com comprimento de onda sintonizável. Na experiência varia-se o comprimento de onda do sinal de 1518 nm até 1658 nm com incremento de 5 nm. A *Bomba 1* representa o laser de bombeamento co-propagante centrado em 1508.8 nm e com potência de 100 mW estabilizada por um controlador de temperatura da Thorlabs modelo TED200 e um controlador de corrente da Thorlabs modelo LDC220. Este laser de bombeamento é acoplado ao sinal e transmitido pela fibra através de um acoplador óptico resistente a altas potências. A fibra óptica utilizada foi uma SMF da Corning com 40 km de comprimento e perdas em torno de 0.2 dB/km em 1550 nm. A *Bomba 2* representa o laser de bombeamento contra-propagante também centrado em 1508.8 nm e com potência de 100 mW estabilizada por um controlador de temperatura da Newport modelo 3040 e um controlador de corrente da Thorlabs modelo LDC220. Este laser de bombeamento é acoplado à fibra através de um acoplador a fibra óptica contra-propagante para al-

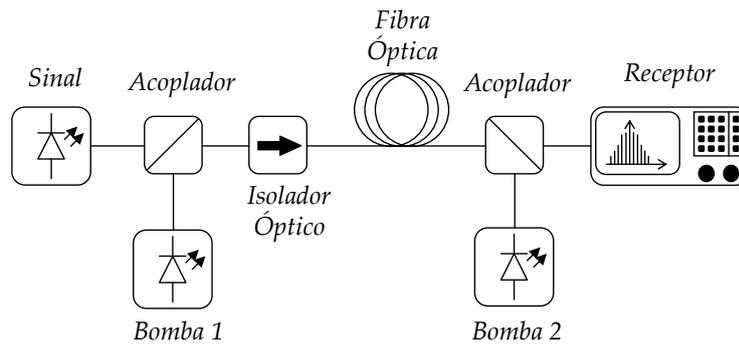


Figura 3.8: Diagrama esquemático da montagem experimental utilizada nas medições da amplificação de Raman para um sistema monocanal com lasers de bombeamento com um único comprimento de onda.

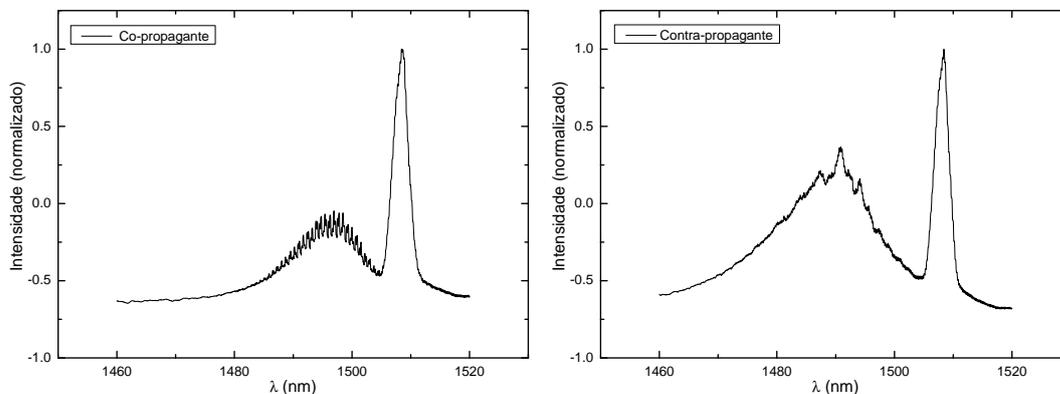


Figura 3.9: Espectros normalizados dos lasers utilizados para o bombeamento dos sistemas co- e contra-propagante.

tas potências. O receptor utilizado é um OSA da marca Advantest com resolução de 0.05 nm. Os lasers utilizados no bombeamento são da marca Fitel com encapsulamento planar e estabilização do comprimento de onda proporcionado por uma rede de Bragg.

A figura 3.8 representa a montagem experimental completa, ou seja, o esquema bidireccional. Para a configuração co-propagante liga-se apenas a *Bomba 1*; no sistema contra-propagante liga-se apenas a *Bomba 2*. Para o sistema bidireccional ambas são ligadas ao mesmo tempo. O objectivo de utilizar a montagem completa é de representar o sistema bidireccional como a soma de todos os efeitos existentes nas configurações co- e contra-propagante. A figura 3.9 mostra os espectros normalizados dos lasers utilizados no bombeamento do sistema de amplificação.

Para a primeira fase da experiência foi utilizado o sistema contra-propagante, *Bomba 2* do diagrama da figura 3.8, e medidas as potências à saída da fibra com

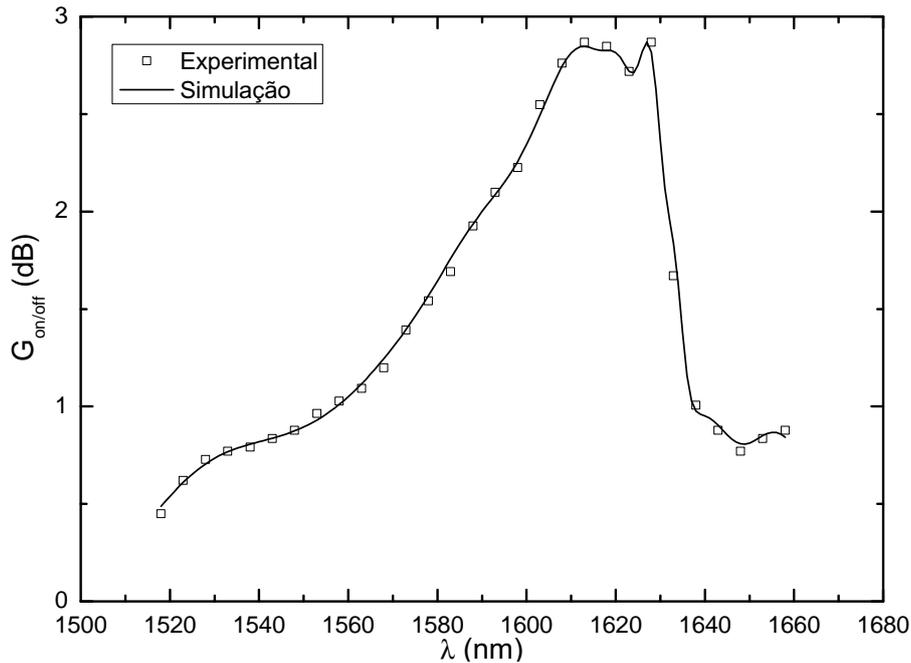


Figura 3.10: Resultados da simulação (linha) e experiência (símbolos) para o sistema contra-propagante.

e sem bombeamento, $P_{S,on}$ e $P_{S,off}$, com a sintonização do comprimento de onda do sinal de 1518 nm a 1658 nm. O $G_{on/off}$ foi obtido através da substituição destes valores na equação (3.3). Com isto foi obtida uma distribuição espectral do ganho para um sistema contra-propagante. A figura 3.10 mostra os resultados das medições do $G_{on/off}$ para o sistema contra-propagante onde os símbolos representam as medidas e a linha contínua o resultado do modelo. O máximo desvio obtido entre os resultados experimentais e simulados para esta configuração foi de 0.16 dB.

Na segunda fase da experiência foi medido o $G_{on/off}$ para o sistema co-propagante, *Bomba 1* do diagrama da figura 3.8. O mesmo processo de medição de $P_{S,on}$ e $P_{S,off}$ utilizado para o sistema contra-propagante foi realizado com a sintonização do comprimento de onda do sinal e cálculo do valor de $G_{on/off}$ através da equação (3.3). A figura 3.11 mostra o resultado de $G_{on/off}$ para o sistema co-propagante onde os símbolos representam as medidas e a linha contínua representa o resultado do modelo. Neste sistema é observado um máximo desvio igual a 0.18 dB. A diferença no aspecto dos gráficos 3.10 e 3.11 nos comprimentos de onda menores é explicável pelo facto de que em comprimentos de onda mais próximos ao comprimento de onda do laser de bombeamento em sistemas co-propagantes o ruído é mais expressivo que em sistemas

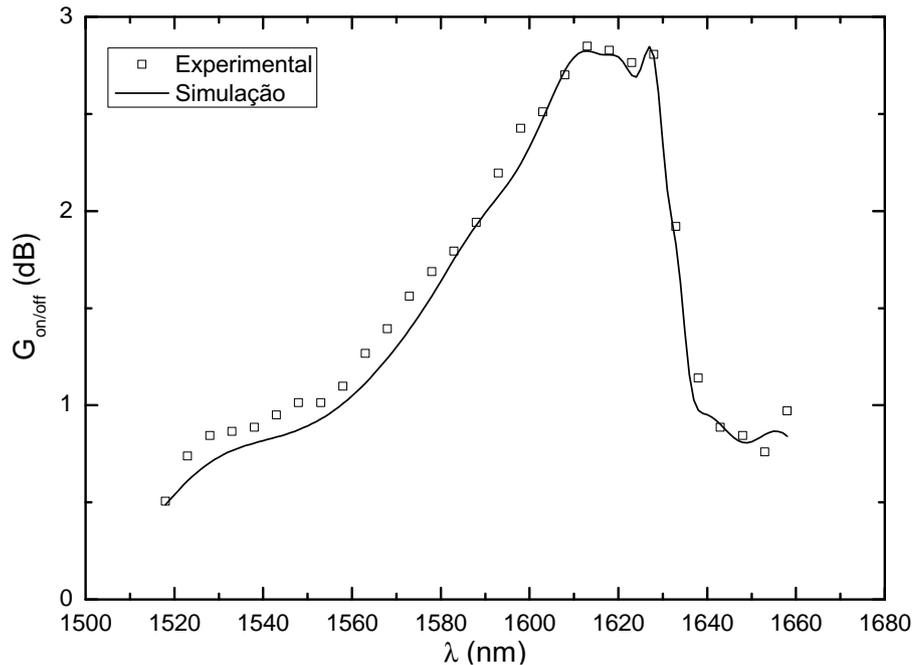


Figura 3.11: Resultados da simulação (linha) e experiência (símbolos) para o sistema co-propagante.

contra-propagantes, visto que o ruído em sistemas co-propagantes será amplificado ao longo da fibra, enquanto que em sistemas contra-propagantes isto acontece apenas no final da fibra. Como o ruído é amplificado numa região em que o sinal tem pouco ganho, o ruído amplificado surge e confunde-se com o sinal amplificado.

Na última fase desta experiência é utilizada a montagem completa da figura 3.8, com a *Bomba 1* e a *Bomba 2*. O procedimento de medição é o mesmo que para as configurações anteriores para a obtenção dos valores de $G_{on/off}$ distribuídos no espectro. Os resultados de $G_{on/off}$ são apresentados na figura 3.12 onde os símbolos representam os valores medidos e a linha contínua o resultado do modelo. O máximo desvio entre os valores experimentais e os valores resultantes da simulação foi igual a 0.26 dB. Considera-se que agora tem-se um sistema com dois lasers de bombeamento de mesmo comprimento de onda e mesma potência era esperado um desvio máximo de aproximadamente 0.34 dB, a volta da soma do desvio das duas situações anteriores. O valor de desvio está dentro do esperado e pode-se considerar o sistema válido para um sistema monocal nas configurações co-, contra-propagante e bidireccional.

Como pode-se observar nas figuras 3.10, 3.11 e 3.12, o simulador representa com bons resultados um sistema monocal com máximo desvio de 0.26 dB. Os resulta-

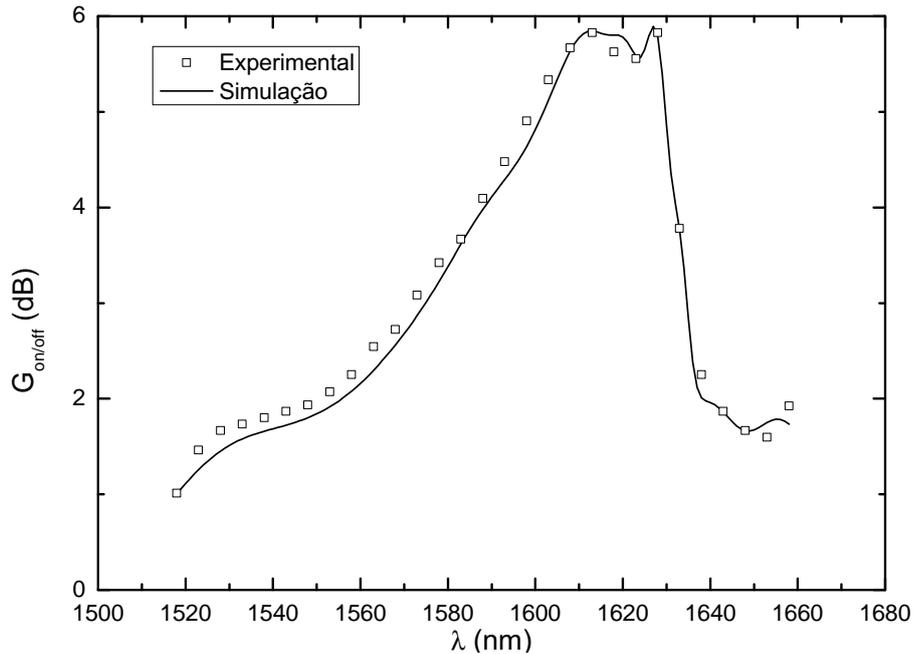


Figura 3.12: Resultados simulação (linha) e experiência (símbolos) para o sistema bidireccional.

dos para múltiplos lasers de bombeamento com comprimentos de onda distintos serão mostrados na seguinte secção.

3.2.2 Múltiplos Comprimentos de Onda

Na secção anterior foi verificado, através de comparação com resultados experimentais, que o modelo utilizado para a amplificação de Raman neste trabalho é válido para sistemas monocanais que utilizam um ou dois lasers de bombeamento centrados num único comprimento de onda. O objectivo desta secção é comprovar que o mesmo modelo funciona para um sistema com múltiplos lasers de bombeamento de diferentes comprimentos de onda. Na sequência é apresentada também uma análise da depleção dos lasers de bombeamento devido à interacção entre si e de como esta interacção afecta o espectro do ganho do amplificador de Raman.

Esta experiência tem por objectivo mostrar que o modelo do amplificador de Raman considera a interacção entre os lasers de bombeamento, lasers com potências relativamente altas, e que esta interacção afecta a resposta do sistema em termos do ganho total.

Para a experiência de validação de um sistema monocanal com múltiplos lasers

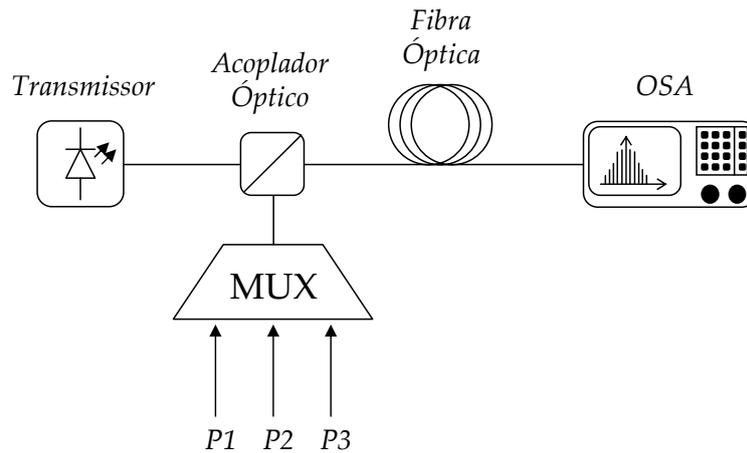


Figura 3.13: Diagrama esquemático da montagem experimental utilizada na experiência para obtenção do ganho de um sistema monocanal com lasers de bombeamento com diferentes comprimentos de onda.

de bombeamento de comprimentos de onda distintos, foi utilizado um sistema co-propagante como o mostrado na figura 3.13. Nesta figura, o transmissor utilizado é um laser sintonizável da marca Nettek a operar em modo contínuo com potência igual a 1 mW. $P1$, $P2$ e $P3$, são os lasers utilizados no bombeamento do amplificador com comprimentos de onda iguais a 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm e com potências iguais a 150 mW, 180 mW e 150 mW, respectivamente. Estes lasers de bombeamento são lasers semicondutores da marca Fitel com encapsulamento planar e estabilização do comprimento de onda via redes de Bragg. A fibra óptica utilizada é uma SMF da Corning com 40 km de comprimento, atenuação igual a 0.23 dB/km em torno de 1550 nm e área efectiva, A_{eff} , igual a $80 \mu\text{m}^2$. O multiplexador, *Multiplexer* (MUX), é utilizado para acoplar os três lasers de bombeamento que em seguida são acoplados ao sinal através de um acoplador óptico bomba/sinal. Para observar a amplificação do sinal proporcionada pelo amplificador de Raman utilizou-se um analisador de espectros óptico, OSA, da marca Advantest com resolução igual a 0.05 nm.

Para proceder à validação do sistema com múltiplos lasers de bombeamento foram medidas as potências $P_{S,on}$ e $P_{S,off}$, para quatro possíveis situações da montagem experimental mostrada na figura 3.13: para cada laser de bombeamento ligado individualmente, (1) $P1$ ou (2) $P2$ ou (3) $P3$ ligado, e todos os lasers de bombeamento ligados simultaneamente, (4) $P1 + P2 + P3$ ligados. As medidas do $G_{on/off}$ foram re-

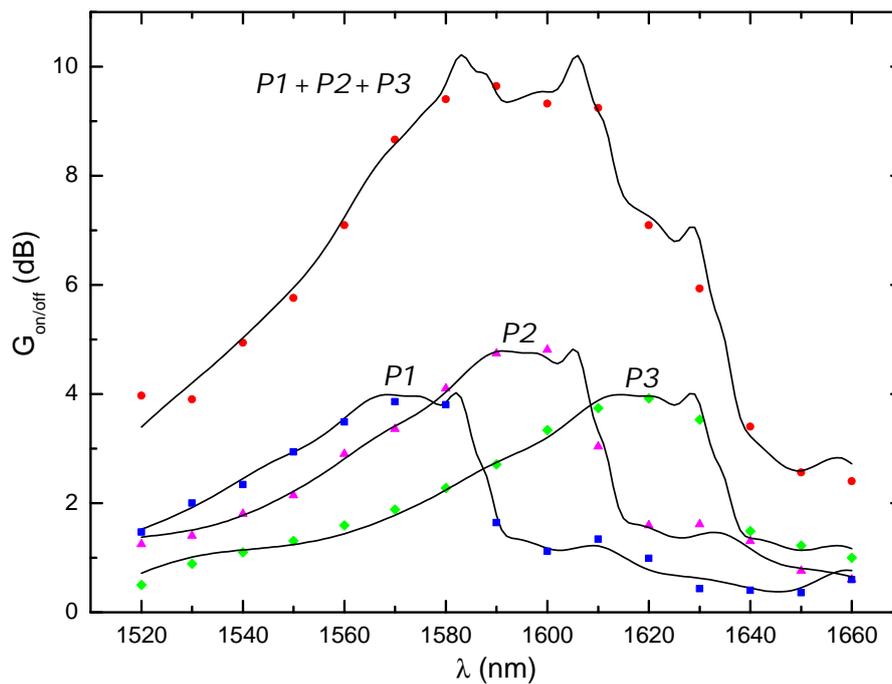


Figura 3.14: Resultados experimentais e de simulação para um sistema com múltiplos lasers de bombeamento. Os símbolos representam as medidas e as linhas contínuas as simulações.

alizadas com a variação do comprimento de onda do sinal de 1520 nm à 1660 nm com incremento de 10 nm.

A figura 3.14 mostra o resultado das medições comparados com respectiva simulação através do modelo matemático. Os símbolos representam os resultados experimentais e as linhas representam os resultados obtidos através de simulação. São apresentados os resultados do $G_{on/off}$ obtidos para cada laser de bombeamento ligado individualmente ($P1$, $P2$ e $P3$) e para todos os lasers de bombeamento ligados em simultâneo ($P1 + P2 + P3$). Pode-se observar que os resultados do modelo correspondem aos resultados experimentais com mínima diferença. O máximo desvio obtido entre o valor do $G_{on/off}$ simulado e medido para um único laser de bombeamento foi de 0.3 dB. Ao utilizar todos os três lasers de bombeamento obteve-se um máximo desvio igual a 0.5 dB. Assim, observa-se que o modelo utilizado representa, com bons resultados, o comportamento real de um amplificador de Raman monocanal com múltiplos lasers de bombeamento. Ainda na figura 3.14 pode-se observar um aumento na largura espectral quando são utilizados os três lasers de bombeamento em conjunto em relação aos individuais. O valor da largura passa de 20 nm para 40 nm. Este aumento da largura espectral é

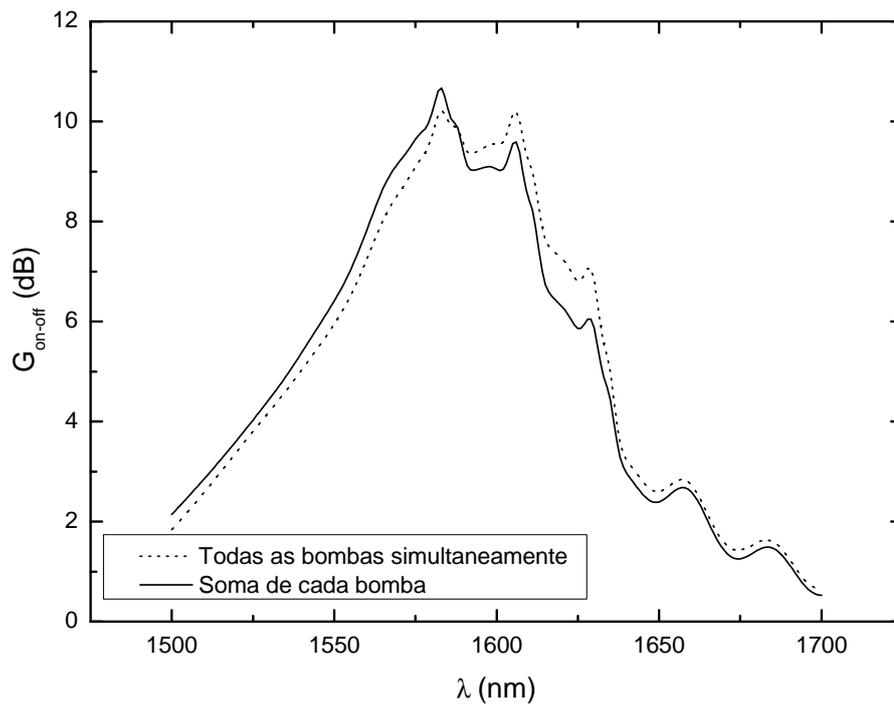


Figura 3.15: Resultados obtidos através da simulação dos três lasers de bombeamento simultaneamente (tracejado) e a soma dos efeitos de cada laser de bombeamento individual (linha contínua) com P_1 , P_2 e P_3 iguais a 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm, com potências iguais a 150 mW, 180 mW e 150 mW, respectivamente.

acompanhado de um incremento no ganho em 5 dB.

O modelo utilizado neste trabalho na caracterização do amplificador de Raman considera a interação de todos os sinais envolvidos no processo de amplificação, incluem-se os lasers de bombeamento. Ou seja, considera que os lasers de bombeamento interagem entre si, e não somente com os sinais a serem amplificados, a produzir ganho ou depleção no valor efectivo da potência de cada laser de bombeamento. Este ganho ou depleção no valor efectivo da potência do laser de bombeamento afecta o ganho do sistema. Para comprovar esta afirmação foi realizada uma série de simulações para analisar o efeito da interacção entre os lasers de bombeamento ao variar-se alguns parâmetros tais como o número de lasers de bombeamento utilizados na amplificação e a potência de cada laser de bombeamento utilizada.

A primeira análise é feita pela comparação dos resultados obtidos na figura 3.14. Faz-se uma comparação entre o resultado obtido na simulação dos três lasers de bombeamento em conjunto e da soma algébrica dos resultados produzidos individualmente

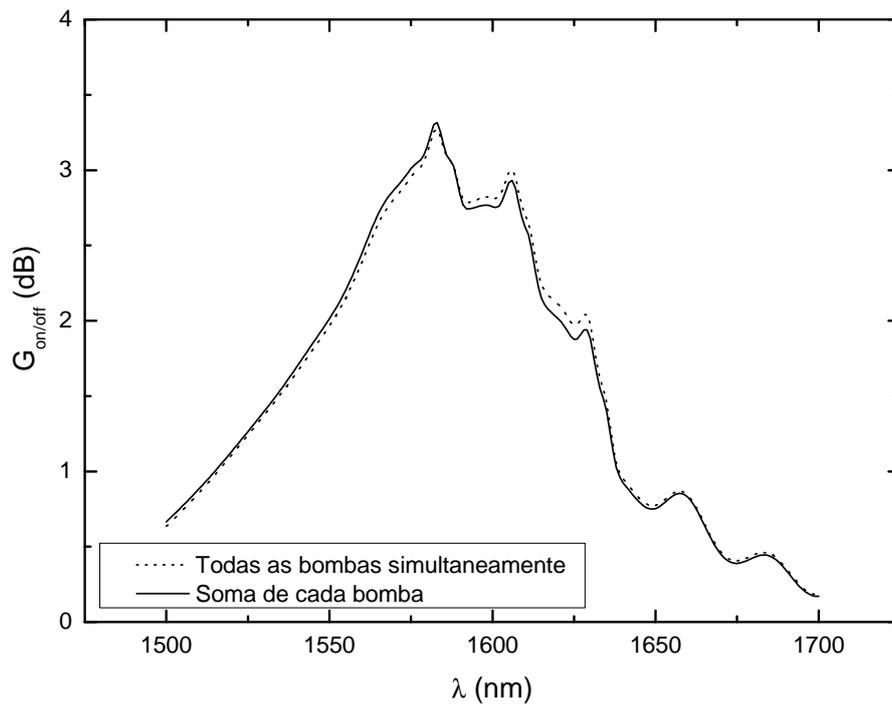


Figura 3.16: Resultados obtido através da simulação dos três lasers de bombeamento simultaneamente (tracejado) e a soma dos efeitos de cada laser de bombeamento individual (linha contínua) com as três potências reduzidas para 50 mW.

por cada laser de bombeamento. A figura 3.15 mostra a comparação entre a simulação com os três lasers de bombeamento simultâneos (tracejado) e a soma dos resultados individuais (linha contínua). Pode-se observar que o ganho seria maior em comprimentos de onda menores, inferiores a 1570 nm, se não houvesse interação entre os lasers de bombeamento. A interação entre os lasers de bombeamento é maior que a interação destes com os sinais, fazendo com que o laser de bombeamento de menor comprimento de onda, 1470 nm, amplifique os de maior comprimento de onda, 1490 nm e 1510 nm, reduzindo o ganho dos sinais da região dos 1570 nm. É observado por consequência que o ganho torna-se mais eficiente em comprimentos de onda maiores, obviamente a energia cedida pela bomba de menor comprimento de onda incrementou a resultante das bombas de maior comprimento de onda. Portanto, ao aumentar o número de bombas e a potência de cada uma a soma algébrica das resultantes individuais não pode ser aplicada como resultado real, é necessária a contabilização da depleção causada por cada laser de bombeamento utilizado. A maior diferença entre os espectros está em torno de 1 dB.

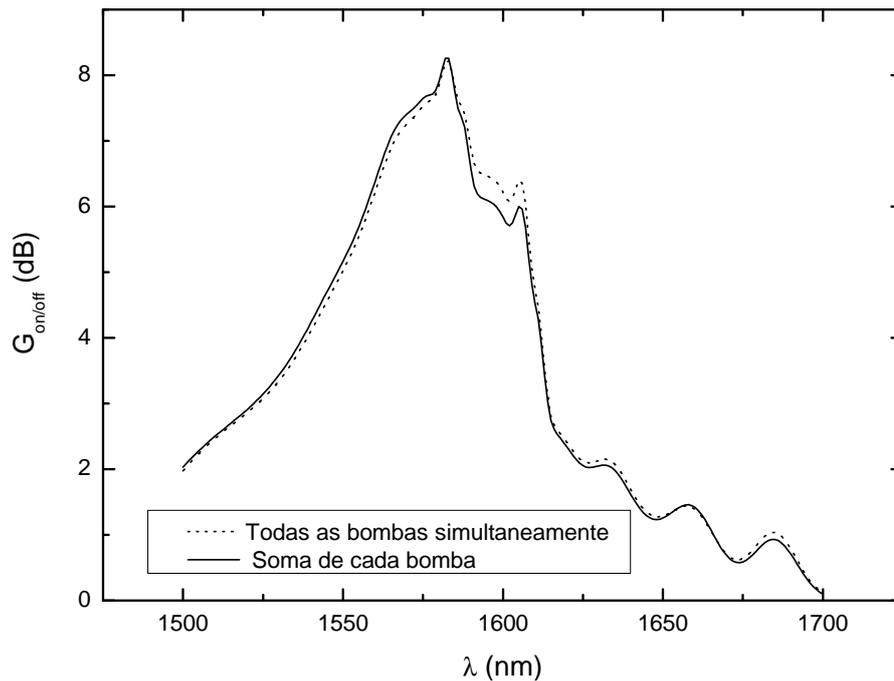


Figura 3.17: Resultado obtido através da simulação de dois lasers de bombeamento simultaneamente (tracejado) e a soma dos efeitos de cada laser de bombeamento individual (linha contínua). Os lasers de bombeamento utilizados foram 1470 nm e 1490 nm, com potências de 150 mW e 180 mW, respectivamente.

Numa segunda análise alteram-se os valores das potências dos lasers de bombeamento utilizadas no amplificador de Raman. Foram usados os mesmos três lasers de bombeamento anteriores com as potências de 150 mW, 180 mW e 150 mW com valores agora iguais a 50 mW cada. O resultado pode ser observado na figura 3.16 onde o efeito dos três lasers de bombeamento simultâneas é representado pelo tracejado e a soma algébrica dos efeitos individuais pela linha contínua. O gráfico da figura 3.16 mostra dois espectros bastante similares não só nos valores mas também na forma. O maior desvio apresentado entre os resultados é de 0.1 dB, ou seja, nesta situação, apesar de serem utilizados três lasers de bombeamento, pode-se aproximar o resultado da interação entre os lasers de bombeamento para a soma dos ganhos individuais de cada laser de bombeamento utilizados.

Outra análise é a variação na intensidade da interação ao reduzir o número de lasers de bombeamento do amplificador de Raman. Ao utilizar-se agora dois lasers de bombeamento, 1470 nm e 1490 nm, com potências de 150 mW e 180 mW, respectiva-

mente. O resultado pode ser observado na figura 3.17 onde o tracejado representa o resultado dos dois lasers de bombeamento simultaneamente e a linha contínua o resultado da soma algébrica dos resultados individuais. Nesta comparação observa-se que os efeitos são mais notórios na região dos 1600 nm, onde a aparência do espectro é alterada e o maior desvio obtido foi de 0.4 dB.

Os resultados desta análise espectral mostram que a influência do valor das potências dos lasers de bombeamento é mais significativa que o número de lasers de bombeamento utilizados num sistema com amplificação de Raman. Ou seja, o efeito da redução do número de lasers de bombeamento não implica numa possível aproximação para os resultados como o somatório dos resultados individuais de cada laser de bombeamento. No caso da redução das potências dos lasers de bombeamento utilizados, isto é possível. Os resultados experimentais apresentados nesta secção foram publicados em [16].

3.3 Ruído

A emissão espontânea em amplificadores de Raman produz fótons incoerentes, estes estimulam a relaxação de outros fótons com as mesmas características, amplificando os fótons espontâneos dando origem ao ruído à saída do amplificador. Este ruído é conhecido por emissão espontânea amplificada, ASE.

A emissão espontânea nos amplificadores de Raman depende da população de fótons existente no material, que depende da temperatura. Assim a ASE também depende da temperatura. A taxa de transição, W_s , para que o espalhamento de Raman espontâneo ocorra e emita fótons de Stokes é dada pela seguinte proporcionalidade [17]

$$W_s \propto N_0 (1 + N_{\Delta\nu}), \quad (3.14)$$

onde N_0 é o número de fótons incidentes proporcional à intensidade do campo aplicado, e $1 + N_{\Delta\nu}$ é o factor de distribuição de Bose-Einstein e $N_{\Delta\nu}$ é dado por

$$N_{\Delta\nu} = \frac{1}{e^{h\Delta\nu/k_B T} - 1}, \quad (3.15)$$

onde $\Delta\nu$ é a frequência do fonão óptico, k_B é a constante de Boltzmann e T a temperatura em Kelvin.

Como o ruído gerado por emissão espontânea não pode ser eliminado do processo de amplificação óptica, a caracterização deste efeito tem sido motivo de estudo [3]-[5], [18]-[19]. A figura 3.18 mostra o espectro de um sinal a ser amplificado por um amplificador de Raman co-propagante que utiliza uma fibra SMF de 40 km com atenuação igual a 0.2 dB/km em 1550 nm, um laser de bombeamento centrado em 1470 nm com potência igual a 245 mW e um sinal centrado em 1570 nm com potência igual a 1 mW. Como se pode observar, a ASE está presente no amplificador e depende da potência utilizada e do número de canais transmitidos, podendo degradar severamente a relação sinal-ruído. Em detalhe é observada uma ampliação do espectro da ASE do amplificador.

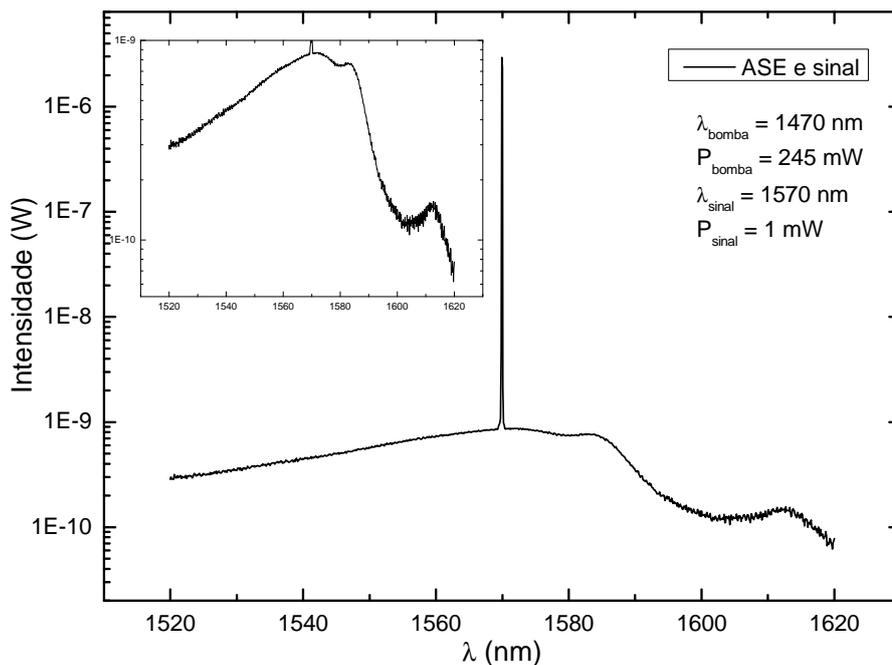


Figura 3.18: Espectro da ASE mais sinal num amplificador de Raman numa fibra SMF de 40 km com atenuação igual a 0.2 dB/km em 1550 nm, um laser de bombeamento centrada em 1470 nm com potência igual a 245 mW e um sinal centrado em 1570 nm com potência igual a 1 mW.

Esta parte do capítulo mostra experimentalmente o comportamento da ASE num sistema em que o laser de bombeamento é posicionado no início da fibra num amplificador de Raman. É mostrado também um modelo para representar a ASE validado

com resultados experimentais. O modelo utilizado foi desenvolvido por N. J. Muga, tendo sido validado por mim. Isto deu origem à publicação [20].

Para descrever a evolução do sinal com o ruído adicionado devido à emissão espontânea, utiliza-se a equação de campo como [21]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s(z, t)}{\partial z} = & \left(-i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{2} \alpha_s \right) A_s(z, t) + i\gamma [|A_s(z, t)|^2 + (2 - f_R)P_p(z)] A_s(z, t) \\ & + \frac{g_R(\Delta\nu)}{2} P_p(z) A_s(z, t) + f_n(z, t), \end{aligned} \quad (3.16)$$

onde $A_s(z, t)$ é o campo do sinal correspondente à intensidade de potência por $P_s = |A_s(z, t)|^2$, $P_p(z)$ é a potência do laser de bombeamento, β_2 representa o coeficiente de dispersão da velocidade de grupo definido como $\beta_2 = \partial^2 \beta / \partial \omega^2$, onde ω é a frequência angular e β é a constante de propagação, γ é o coeficiente não-linear e está relacionado com o índice de refração não-linear, n_2 , por $\gamma = (n_2 \omega) / (c A_{eff})$, onde c é a velocidade da luz, f_R é a fracção da contribuição do atraso da resposta de Raman na não-linearidade e $f_n(z, t)$ é a fonte de ruído branco Gaussiano adicionada através do espalhamento espontâneo. Esta fonte de ruído é modelada como um processo estocástico Markoviano cuja característica é de que cada evento, cada emissão, é independente de todos os outros (característica do ruído branco). Assume-se que o valor médio de $f_n(z, t)$ é igual a zero, $\langle f_n(z, t) \rangle = 0$, e o segundo momento tem valor igual a

$$\langle f_n(z, t) f_n(z', t') \rangle = n_{sp} h \nu_0 g_R P_p(z) \delta(z - z') \delta(t - t'), \quad (3.17)$$

onde n_{sp} é o factor de emissão espontânea, h é a constante de Planck, ν_0 é a frequência considerada, as duas funções delta, $\delta(z - z')$ e $\delta(t - t')$, garantem que cada evento é independente dos outros.

3.3.1 Modelo para a ASE

Para obter uma solução dos valores da ASE num determinado amplificador de Raman, pode-se resolver o sistema de equações acopladas não-lineares mostradas em (3.16) para os campos, através do método *Split-Step Fourier Method* (SSFM). Para

tal simplifica-se a equação não-linear para a forma

$$\frac{\partial A_s(z, t)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A_s(z, t), \quad (3.18)$$

onde \hat{D} e \hat{N} representam a parte linear, dispersão e atenuação, e a parte não-linear da equação de campo, respectivamente. O operador \hat{D} pode ser resolvido no domínio da frequência e o ganho será incluído neste termo em vez de ser incluído no termo não-linear \hat{N} . Assim, estes operadores podem ser escritos como [20]

$$\hat{D}(z, \omega) = i\frac{\beta_2}{2}\omega^2 + \frac{1}{2}g_R(\Delta\nu)P_p(z) - \frac{1}{2}\alpha_s, \quad (3.19)$$

$$\hat{N}(z, t) = i\gamma [|A_s(z, t)|^2 + (2 - f_R)P_p(z)]. \quad (3.20)$$

O SSFM é uma aproximação para a solução das equações não-lineares de Schrödinger que considera que num determinado espaço infinitesimal da fibra os efeitos incluídos em \hat{D} e \hat{N} actuam independentemente. Matematicamente a solução pode ser escrita como

$$A_s(z + \Delta z, t) \approx \exp(\Delta z \hat{D}) \exp(\Delta z \hat{N}) A_s(z, t). \quad (3.21)$$

Para conhecer-se a precisão desta solução, pode-se reescrever a solução como uma igualdade de tal forma que

$$A_s(z + \Delta z, t) = \exp(\Delta z (\hat{D} + \hat{N})) A_s(z, t). \quad (3.22)$$

A fórmula de Baker-Campbel-Hausdorff diz que a solução do produto da exponencial de dois operadores não-comutáveis, \hat{a} e \hat{b} , pode ser escrita como

$$\exp(\hat{a}) \exp(\hat{b}) = \exp \left(\hat{a} + \hat{b} + \frac{1}{2}[\hat{a}, \hat{b}] + \frac{1}{12} [\hat{a} - \hat{b}[\hat{a}, \hat{b}]] \dots \right), \quad (3.23)$$

onde $[\hat{a}, \hat{b}] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$. Ao substituir $\hat{a} = \Delta z \hat{D}$ e $\hat{b} = \Delta z \hat{N}$ em (3.23) pode-se observar que o termo mais significativo do erro é o factor $\Delta z^2/2[\hat{D}, \hat{N}]$. Portanto, no método SSFM o erro cresce como quadrado de Δz .

Para melhorar esta precisão, pode-se adoptar o método SSSFM onde agora o pri-

meiro evento não ocorre no passo inteiro, h , mas sim na metade, $h/2$. A solução pode ser então reescrita como

$$A_s(z + \Delta z, t) \approx \exp\left(\frac{\Delta z}{2} \hat{D}\right) \exp\left(\int_z^{z+\Delta z} \hat{N}(z') dz'\right) \exp\left(\frac{\Delta z}{2} \hat{D}\right) A_s(z, t). \quad (3.24)$$

A principal diferença está em que os efeitos não-lineares agora estão incluídos no meio do segmento Δz . A presença da integral de \hat{N} no meio do segmento é interessante para incluir-se a dependência com z deste operador. Se Δz for suficientemente pequeno, pode-se aproximar a solução para $\exp(\Delta z \hat{N})$. A vantagem em utilizar-se o método SSSFm é que o erro neste caso cresce com Δz .

Assim, ao utilizar esta aproximação para Δz muito pequeno, adiciona-se o ruído à solução

$$A_s(z + \Delta z, t) \approx \exp\left(\frac{\Delta z}{2} \hat{D}\right) \exp(\Delta z \hat{N}) \exp\left(\frac{\Delta z}{2} \hat{D}\right) A_s(z, t) + f_n(z, t). \quad (3.25)$$

A inclusão do termo do ruído $f_n(z, t)$ reduz a eficiência da solução. Isto ocorre devido ao facto de que quando (3.25) é aplicado de forma iterativa, a operação $\exp(\Delta z \hat{D}/2)$ não aparece consecutivamente, por isso apenas o operador $\Delta z \hat{N}$ pode ser aplicado ao longo de todo o passo. Para solucionar o problema, o ruído foi inserido no simulador de forma diferente. Aplica-se primeiro o operador \hat{D} em $A_s(z, T)$ em $\Delta z/2$, depois o operador $\Delta z \hat{N}$ em todo o segmento Δz e antes de aplicar novamente o operador \hat{D} , insere-se o ruído, assim, tem-se a expressão para a solução

$$A_s(z + \Delta z, t) \approx \exp\left(\frac{\Delta z}{2} \hat{D}\right) \left[\exp(\Delta z \hat{N}) \exp\left(\frac{\Delta z}{2} \hat{D}\right) A_s(z, t) + f_n(z, t) \right]. \quad (3.26)$$

Note-se que se (3.26) é aplicado iterativamente, as duas operações consecutivas $\exp(\Delta z \hat{D}/2)$ podem ser substituídas por $\exp(\Delta z \hat{D})$. A forma do SSSFm foi a utilizada para obter os resultados para a ASE no amplificador de Raman.

3.3.2 Ruído Não-Branco

A função $f_n(z, t)$ representa um processo estocástico que gera ruído branco cuja distribuição tem a forma Gaussiana. Isto significa que as partes real e imaginária do campo são variáveis aleatórias cuja variância é dada pela expressão (3.17). Esta afirmação é verdadeira para cada evento de emissão espontânea. Esta condição é válida quando é considerada uma largura de banda para a simulação suficientemente pequena, menor que a largura do amplificador. Esta aproximação ignora a dependência com a frequência, porque considera a função $\delta(t - t')$ em (3.17), que implica num espectro plano em toda largura de banda considerada. Como o modelo desenvolvido pretende considerar larguras de banda razoavelmente grandes, mais que 50 nm, a dependência com o coeficiente do ganho $g_R(\Delta\nu)$ deve ser considerada, e a função $f_n(z, t)$ não poderá ser definida como ruído branco.

No modelo, $f_n(z, t)$ é adicionado a cada passo Δz e tem dependência com o comprimento da fibra através da potência do laser de bombeamento $P_p(z)$, e com a frequência através do coeficiente do ganho de Raman $g_R(\nu)$. A obtenção da função $f_n(z, t)$ ocorre em três passos a seguir

1) Primeiro gera-se a distribuição do ruído branco $f_n^w(z, t)$, cujo valor médio é igual a $\langle f_n^w(z, t) \rangle = 0$ e a variância é dada por (3.17), e w indica que o ruído gerado é branco. Assim, a uma largura de banda finita e um passo suficientemente pequeno, a variância pode ser calculada por [20]

$$\sigma_0^2 = n_{sp}(\Delta\nu_0)\hbar\omega_0 g_R(\Delta\nu_0)P_p(z)\Delta z B_{op}, \quad (3.27)$$

onde $g_R(\Delta\nu_0)$ é o coeficiente do ganho e Raman para a frequência ω_0 , Δz é o passo usado na simulação e B_{op} é a largura de banda óptica considerada.

2) Na segunda parte, faz-se a transformada de Fourier da função $f_n^w(z, t)$ para a obtenção do espectro da distribuição gerado anteriormente

$$\tilde{f}_n^w(z, \omega) = \mathcal{F} \{ f_n^w(z, t) \}, \quad (3.28)$$

Neste ponto, o espectro obtido é plano na largura de banda considerada. Depois disso,

o espectro é multiplicado por $\sigma_N(z, \omega)$ para obter o perfil desejado, isto é, dependente de $g_R(\Delta\nu)$

$$\tilde{f}_n^{nw}(z, \omega) = \sigma_N(z, \omega) \tilde{f}_n^w(z, \omega), \quad (3.29)$$

onde $\sigma_N(z, \omega)$, o desvio padrão normalizado, é a razão entre as variâncias calculadas à frequência ω em relação a ω_0

$$\sigma_N(z, \omega) = \frac{n_{sp}(\Delta\nu) \hbar \omega g_R(\Delta\nu) P_p(z) \Delta z B_{op}}{\sigma_0^2} = \frac{n_{sp}(\Delta\nu) \omega g_R(\Delta\nu)}{n_{sp}(\nu_0) \omega_0 g_R(\nu_0)} \quad (3.30)$$

3) Por fim, é feita a transformada de Fourier inversa e um ruído não branco $f_n^{nw}(z, t)$ é obtido no tempo [20]

$$f_n^{nw}(z, t) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \tilde{f}_n^{nw}(z, \omega) \right\}. \quad (3.31)$$

Este método de produção de ruído não-branco muda apenas a cor do ruído. A função (3.31) ainda tem a propriedade da probabilidade de distribuição Gaussiana. Isto pode ser observado na figura 3.19, onde é mostrado um conjunto de amostras do ruído gerado utilizando a função (3.31), representado no plano complexo bidimensional. Pode-se observar que as funções de probabilidade para as partes real e imaginária da conjunto de amostras ajustam-se a uma distribuição em forma de uma função Gaussiana. O termo “Gaussiano” implica apenas em que a probabilidade de ocorrência de um determinado valor do ruído é governado por uma função Gaussiana. No entanto, o que diferencia esta função da anterior, é o facto de o ruído não ser mais “branco”. O ruído branco tem como característica principal a potência igual para todos os tempos, ou frequências, considerados. Isto significa que os valores não são dependentes entre si. No caso acima, (3.31), a função tem múltiplas cores devido à presença de $g_R(\Delta\nu)$, isto faz com que os valores das potências no tempo e na frequência variem de acordo. Esta característica pode ser comparada através da função de autocorrelação, que mede o quanto a ocorrência de um evento aleatório pode interferir nas vizinhanças. Por isto, a função de autocorrelação para a função de múltiplas cores será maior que a da função branca. Isto é estudado mais profundamente em referência [20].

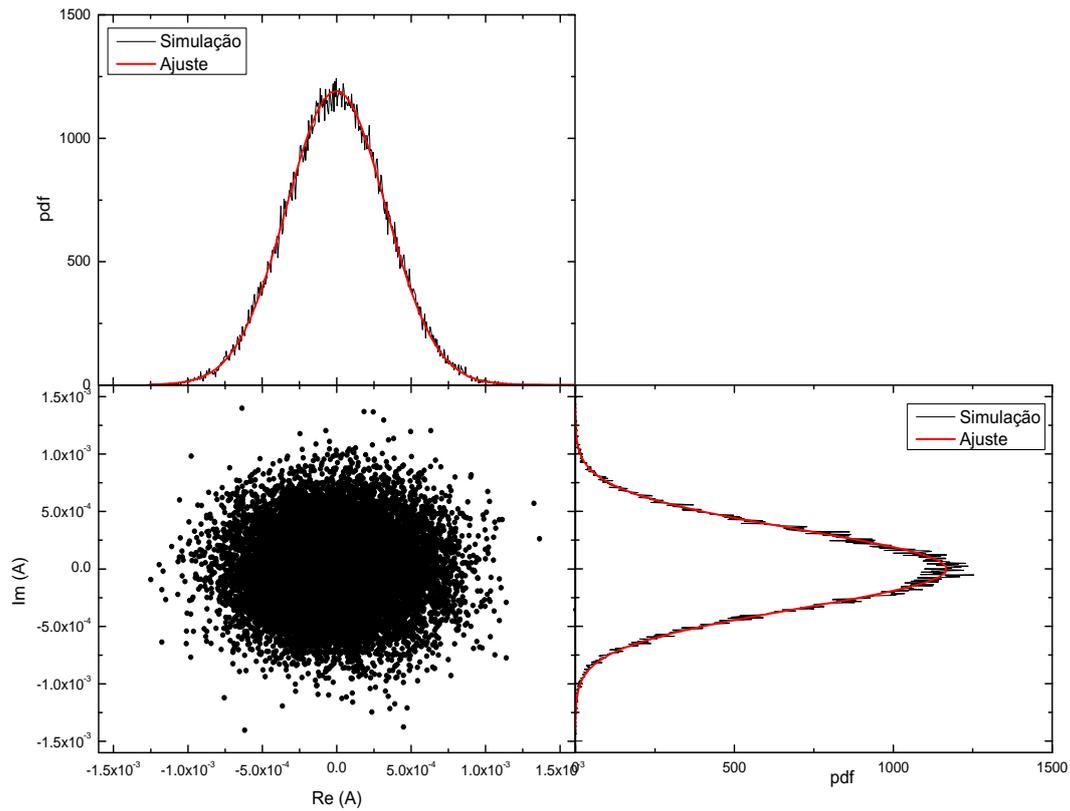


Figura 3.19: Distribuição Gaussiana das partes real e imaginária de um conjunto de amostras do ruído gerado pela função (3.31).

3.3.3 Medição Experimental da ASE

Para mostrar a validade do modelo desenvolvido, foram realizadas medições do espectro da ASE para um amplificador de Raman utilizando a montagem experimental da figura 3.20. Onde P_p é um laser semiconductor centrado em 1444 nm cuja potência é variável, a fibra óptica é uma SMF padrão com 40 km de comprimento e atenuação de 0.23 dB/km no comprimento de onda do laser de bombeamento P_p , o coeficiente não-linear γ é igual a $1.5 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ e a dispersão de velocidade de grupo β_2 igual a $-21.4 \text{ ps}^2/\text{km}$. O OSA é utilizado para visualizar a ASE à saída do amplificador. As medições foram realizadas para uma potência do laser de bombeamento igual a 100 mW e 200 mW. A resolução utilizada nas medições foi de 0.1 nm.

A figura 3.21 mostra o resultado das medições da ASE para as duas potências de bombeamento propostas, 100 mW e 200 mW, a vermelho. Na mesma figura são apresentados os resultados da simulação obtida através do modelo, a preto. Como

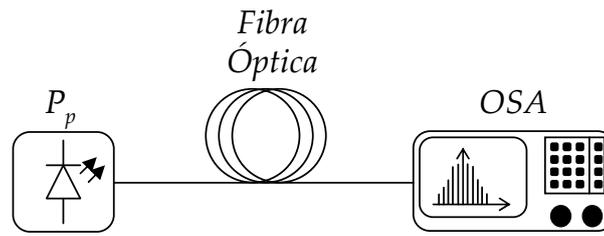


Figura 3.20: Diagrama da montagem experimental utilizada na obtenção da ASE.

pode-se verificar a ASE tem sua intensidade aumentada com o aumento da potência do laser de bombeamento. O máximo do espectro está deslocado em torno de 100 nm do comprimento de onda do laser de bombeamento. Neste caso, como o laser de bombeamento está centrado em 1444 nm, o máximo da ASE está em torno de 1544 nm.

O resultado da simulação da densidade espectral do ruído da ASE foi obtido através da obtenção de $A_s(t)$ pelo método mostrado em (3.26) e utilizando a relação

$$S(\omega) = \frac{\tilde{A}_s(\omega)\tilde{A}_s^*(\omega)}{T_W}, \quad (3.32)$$

onde $\tilde{A}_s(\omega)$ é a transformada de Fourier de $A_s(t)$ e T_W é a janela temporal considerada na simulação que em nosso caso foi igual a 12.8 ns, calculado de acordo com o valor da resolução do OSA utilizada nas medições. Os resultados obtidos na simulação foram gerados através da convolução do espectro da densidade de potência do ruído da ASE ao utilizar um filtro com largura espectral de 15 GHz. A figura 3.21 mostra a comparação entre os resultados obtidos experimentalmente e os resultados da simulação.

Pode-se observar que os resultados estão em concordância. O desvio existente pode ser explicado pelo facto das potências da ASE serem muito baixas, no gráfico são da ordem de nanowatts, e o coeficiente do ganho de Raman, $g_R(\Delta\nu)$ não ser suficientemente preciso para potências tão baixas. A máxima diferença está entre 1560 nm e 1570 nm onde o $g_R(\Delta\nu)$ têm valores bastante baixos. Particularmente na região entre 1560 nm e 1570 nm pode-se observar o maior desvio entre os valores experimentais e simulados. Nesta região, os valores do coeficiente do ganho de Raman descaem com menor inclinação, mais rapidamente, como pode ser observado na figura 3.5. Por consequência, um

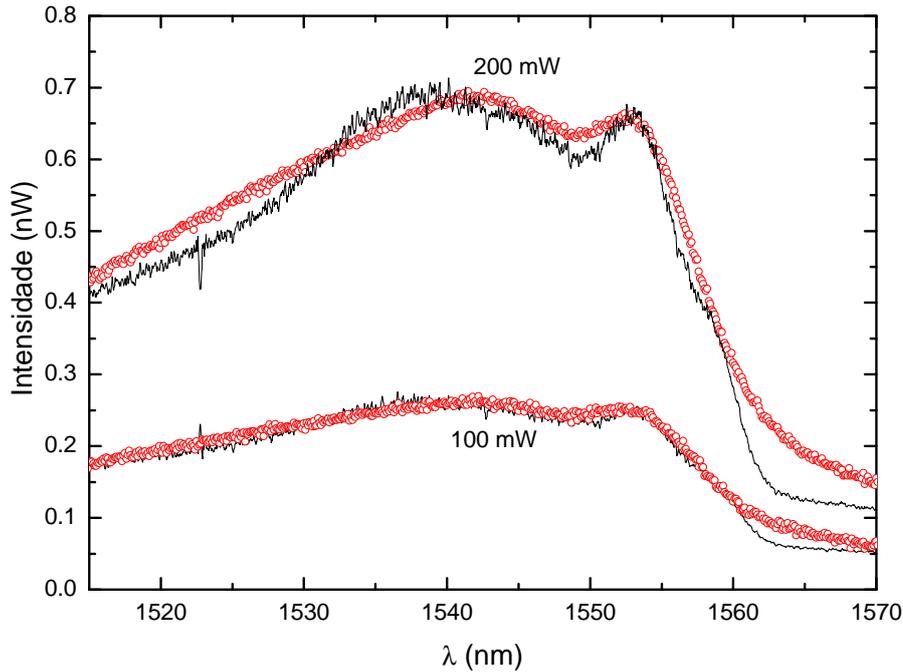


Figura 3.21: Resultados da ASE obtidos experimentalmente (preto) e devido à simulação (vermelho).

desvio mínimo no valor do $g_R(\Delta\nu)$ correspondente pode causar uma grande diferença no valor da ASE obtida em simulação.

A figura 3.22 mostra a distribuição estatística das partes real e imaginária de uma amostragem do ruído gerado pela simulação ao utilizar ao laser de bombeamento com comprimento de onda igual a 1444 nm. A figura 3.22a apresenta o resultado para uma potência igual a 100 mW, e a figura 3.22b para uma potência igual a 200 mW. Pode-se observar que, mesmo com a alteração da potência de bombeamento as distribuições de probabilidade permanecem com a característica Gaussiana. Mas, sabemos de referência [20] que em situações extremas, esta distribuição pode perder esta característica. Um sistema com 40 km com um laser de bombeamento de 12 mW pode gerar ruído Gaussiano, mas, ao aumentar o comprimento da fibra óptica para 160 km esta distribuição deixa de ser Gaussiana. Este trabalho apresenta um estudo no qual chega a conclusão que a estatística Gaussiana para esta fonte de ruído depende da potência de bombeamento utilizada e da distância de transmissão.

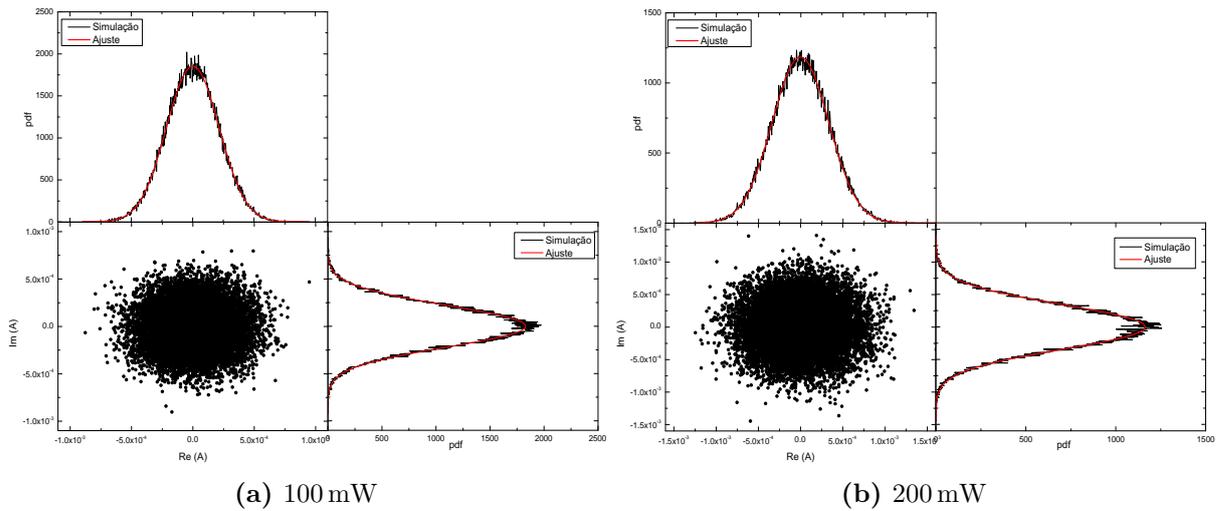


Figura 3.22: Estatística da distribuição do ruído para as medições mostradas na figura 3.21.

3.4 Conclusões

Um modelo estacionário para o amplificador de Raman é apresentado e validado experimentalmente com sucesso. O modelo, que é baseado na solução de um sistema de equações diferenciais acopladas, utiliza o método de análise em potências médias (APA).

O modelo é capaz de representar os resultados do amplificador de Raman com um único laser de bombeamento e com múltiplos lasers de bombeamento. O modelo permite simular sistemas nas três diferentes configurações do amplificador de Raman, co-propagantes, contra-propagantes e bidireccionais.

Um modelo para representar a ASE também é apresentado. O modelo utiliza o método SSSFm para resolver a equação não-linear para campos. O ruído é não-branco, devido à sua dependência com o ganho de Raman, que depende da frequência do laser de bombeamento utilizado. O modelo descreve com rigor os resultados experimentais obtidos.

Referências

- [1] R. H. Stolen and E. P. Ippen, “Raman gain in glass optical waveguides,” *Applied Physics Letters*, vol. 22, no. 6, pp. 276–278, 1973.
- [2] J. Stone, “CW Raman fiber amplifier,” *Applied Physics Letters*, vol. 26, no. 4, pp. 163–165, 1973.
- [3] J. Auyeung and A. Yariv, “Spontaneous and stimulated Raman scattering in long low loss fibers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-14, no. 5, pp. 347–352, 1978.
- [4] M. L. Dakss and P. Melman, “Amplified spontaneous Raman scattering and gain in fiber Raman amplifiers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-3, no. 4, pp. 806–813, 1985.
- [5] K. Mochizuki, N. Edagawa, and Y. Iwamoto, “Amplified spontaneous Raman scattering in fiber Raman amplifiers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-4, no. 9, pp. 1328–1333, 1986.
- [6] B. Min, W. J. Lee, and N. Park, “Efficient formulation of Raman amplifier propagation equations with average power analysis,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 11, pp. 1486–1488, 2000.
- [7] M. N. Islam, “Raman amplifiers for telecommunications,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, no. 3, pp. 548–559, 2002.
- [8] E. M. Dianov, “Advances in Raman fibers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 8, pp. 1457–1462, 2002.
- [9] J. Bromage, “Raman amplification for fiber communications systems,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 79–83, 2004.
- [10] S. Namiki, K. Seo, N. Tsukiji, and S. Shikii, “Challenges of Raman amplification,” *Proceedings of IEEE*, vol. 94, no. 5, pp. 1024–1035, 2006.
- [11] M. Karásek, J. Kaňka, L. Boháč, D. Krčmařík, J. Radil, and J. Vojtěch, “Surviving-channel-power transients in second-order pumped lumped Raman fiber amplifier: experimental and modeling,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 3, pp. 664–672, 2007.

- [12] J. Gest and L. R. Chen, “Impact of the all-optical gain-clamping technique on the transience characteristics of cascaded discrete fiber Raman amplifiers,” *Optics Communications*, vol. 273, no. 1, pp. 138–148, 2007.
- [13] C. Headley and G. P. Agrawal, *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*. Burlington - MA - USA: Elsevier, 2005.
- [14] G. E. Walrafen and P. N. Krishnan, “Model analysis of the Raman-spectrum from fused-silica optical fibers,” *Applied Optics*, vol. 21, no. 3, pp. 359–360, 1982.
- [15] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers Principles and Applications*. New York - NY - USA: John Wiley & Sons, 1994.
- [16] M. C. Fugihara and A. N. Pinto, “Low-cost Raman amplifier for CWDM systems,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 50, no. 2, pp. 297–301, 2008.
- [17] M. N. Islam, *Raman Amplifiers for Telecommunications 1 - Physical Principles*. New York - NY - USA: Springer-Verlag, 2004.
- [18] H. Masuda, M. Tomizawa, Y. Miyamoto, and K. Hagimoto, “Impacts of distributed Raman amplification transmission technologies on terrestrial large-capacity WDM systems,” *Electronics and Communications in Japan, Part 1*, vol. 90, no. 6, pp. 20–28, 2007.
- [19] A. N. Pinto and G. P. Agrawal, “Nonlinear interactions between signal and noise in optical amplifiers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 13, pp. 1847–1856, 2008.
- [20] N. J. Muga, M. C. Fugihara, M. F. S. Ferreira, and A. N. Pinto, “Non-gaussian ASE noise in Raman amplification systems,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 16, pp. 3389–3398, 2009.
- [21] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics - 3a ed.* San Diego - CA - USA: Academic Press, 2001.

Capítulo 4

Amplificação de Raman para Sistemas CWDM

Neste capítulo é efectuado o dimensionamento de um protótipo de um amplificador de Raman para sistemas CWDM. Os canais CWDM estão espaçados por uma diferença em comprimento de onda de 20 nm, valor bastante alto se comparado com a separação existente entre canais *Dense Wavelength Division Multiplexing* (DWDM), 0.8 nm. Por este motivo a amplificação em sistemas CWDM é mais complexa, há que se ter em conta que o amplificador a ser utilizado deve possuir uma ampla largura espectral para poder transmitir os canais deste sistema. Neste capítulo é mostrado que o amplificador de Raman com múltiplos lasers de bombeamento pode ser utilizado na amplificação de sistemas CWDM.

Este capítulo está dividido em quatro secções. Na secção 4.1, é feita uma introdução aos sistemas *Wavelength Division Multiplexing* (WDM) e são apresentadas as principais diferenças entre os sistemas CWDM e DWDM. De seguida, secção 4.2, discute-se o problema da amplificação óptica no contexto dos sistemas CWDM. Na secção 4.3 é apresentado um protótipo de um amplificador de Raman para um sistema CWDM. Finalmente, na secção 4.4 extrapolam-se os resultados para diferentes sistemas CWDM.

4.1 Introdução - CWDM

As técnicas de multiplexagem permitem agregar tráfego de múltiplas fontes e partilhar assim recursos. No caso das comunicações ópticas, os métodos de multiplexagem mais utilizados são o TDM, que ocorre pela associação de cada canal a um intervalo de tempo diferente e o WDM que é caracterizado pela combinação de múltiplos sinais ópticos, com diferentes comprimentos de onda.

Usualmente ambas as técnicas são utilizadas em conjunto para otimizar o custo e o desempenho de um sistema de transmissão. Como exemplo, a tecnologia *Synchronous Optical Network* (SONET)/*Synchronous Digital Hierarchy* (SDH), utiliza a tecnologia TDM com canais agrupados a baixas taxas de transmissão num canal a uma taxa de transmissão maior. Porém, devido a limitações práticas na taxa de transmissão de um único canal óptico, a tecnologia WDM é aplicada sobre a TDM. O sistema WDM utiliza múltiplos canais, cada qual modulado com um diferente sinal TDM, que são transmitidos a diferentes comprimentos de onda numa única fibra óptica. Isso faz com que a capacidade da fibra óptica seja multiplicada pelo número de comprimentos de onda multiplexados, aumenta-se assim o desempenho do sistema pela utilização conjunta das duas tecnologias: TDM e WDM.

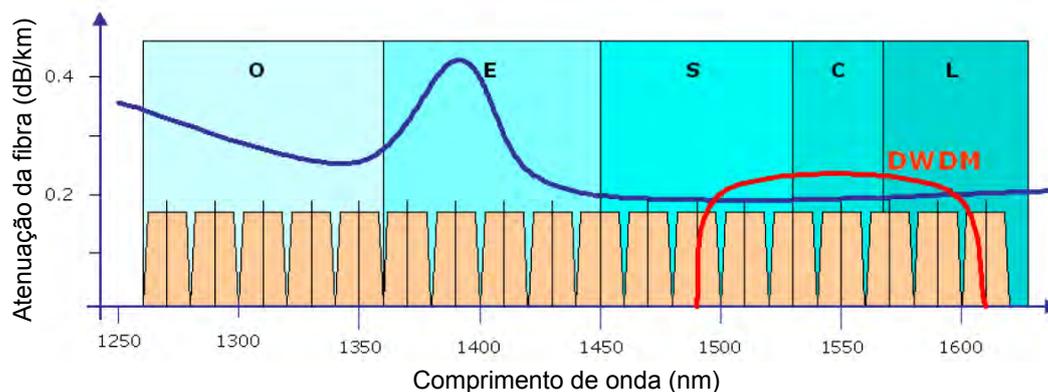


Figura 4.1: Grelha de comprimentos de onda para sistemas DWDM e CWDM segundo a ITU-T.

O sistema WDM subdivide-se em dois grupos: DWDM e CWDM. A diferença primordial entre estes dois grupos é a separação entre canais, enquanto os sistemas DWDM têm canais espaçados de 0.8 nm na gama de comprimentos de onda de 1490 nm a 1610 nm, os sistemas CWDM tem espaçamento igual a 20 nm na gama de comprimen-

Banda	Significado	Gama de variação
O	<i>Original</i>	1260 nm - 1360 nm
E	<i>Extended</i>	1360 nm - 1460 nm
S	<i>Short wavelengths</i>	1460 nm - 1530 nm
C	<i>Conventional</i>	1530 nm - 1565 nm
L	<i>Long wavelengths</i>	1565 nm - 1625 nm
U	<i>Ultralong wavelengths</i>	1625 nm - 1675 nm

Tabela 4.1: Janelas de transmissão utilizadas em comunicações ópticas, seus significados e suas respectivas distribuições espectrais.

tos de onda de 1270 nm a 1610 nm, definidas pela *International Telecommunications Union - Telecommunications Standardization Sector* (ITU-T) através da G.694.1 [1] e G.694.2 [2], respectivamente. A figura 4.1 mostra a grelha de comprimentos de onda utilizada em comunicações ópticas. A gama de comprimentos de onda utilizadas em sistemas DWDM é mostrada em vermelho, para o sistema CWDM pode-se considerar a grelha inteira. A denominação de cada janela de transmissão utilizada nas comunicações ópticas é mostrada na tabela 4.1. É habitual em sistemas CWDM a utilização de mais de uma janela de transmissão, por exemplo de 1510 nm a 1570 nm para quatro comprimentos de onda, de 1470 nm a 1610 nm para oito comprimentos de onda e 1310 nm a 1610 nm para dezasseis comprimentos de onda. O sistema DWDM utiliza a banda C e parte das bandas S e L.

A tabela 4.2 mostra os valores dos comprimentos de onda centrais utilizados em sistemas CWDM definidos pela ITU-T [2], bem como sua variação máxima e mínima permitidas [2], [3]. Como os canais são muito espaçados entre si, os lasers utilizados não necessitam de grande estabilidade em relação ao seu comprimento de onda, por esta razão normalmente dispensam controlo de temperatura. A oscilação em comprimento de onda permitida para os lasers está em torno de ± 6.5 nm do comprimento de onda central, valor padrão nos filtros utilizados para esta tecnologia [2]. Este valor padrão foi determinado para um sistema a operar em temperaturas que podem variar entre 0°C a 70°C [3].

Sistemas DWDM são utilizados em maior escala devido a sua alta capacidade de transmissão. Dentro do espectro disponível é possível transmitir 150 canais ao todo. Entretanto esta vantagem só pode ser utilizada se houver custo benefício na construção do sistema. Devido ao pequeno espaçamento entre canais, os equipamentos e compo-

Canal	λ_{Central} (nm)	$\lambda_{\text{Mínimo}}$ (nm)	$\lambda_{\text{Máximo}}$ (nm)
1	1271	1264.5	1277.5
2	1291	1284.5	1297.5
3	1311	1304.5	1417.5
4	1331	1324.5	1337.5
5	1351	1344.5	1357.5
6	1371	1364.5	1377.5
7	1391	1384.5	1397.5
8	1411	1404.5	1417.5
9	1431	1424.5	1437.5
10	1451	1444.5	1457.5
11	1471	1464.5	1477.5
12	1491	1484.5	1497.5
13	1511	1504.5	1517.5
14	1531	1524.5	1537.5
15	1551	1544.5	1557.5
16	1571	1564.5	1577.5
17	1591	1584.5	1597.5
18	1611	1604.5	1617.5

Tabela 4.2: Valores dos comprimentos de onda para sistemas CWDM com seus respectivos valores máximos e mínimos permitidos [2], [3].

mentos para sistema DWDM têm alto custo. A precisão na largura espectral dos lasers e dos receptores é essencial, além da necessidade do controlo da temperatura dos lasers. Para baixo débito agregado a opção dos sistemas CWDM pode ser uma boa escolha em termos de custo-benefício. Os componentes tendem a ser mais baratos, menores e dispensam controladores de temperatura. Isso faz com que o sistema CWDM seja bastante atractivo quando são considerados sistemas a curta distância, onde não são necessários tantos canais a serem transmitidos. Uma comparação das características dos sistemas CWDM e DWDM pode ser vista na tabela 4.3.

As redes metropolitanas, redes de curta distância que podem interligar cidades muito próximas ou fazer a ligação entre pontos dentro de uma mesma cidade se esta for razoavelmente grande, costumam utilizar a arquitectura dos sistemas CWDM. Como as distâncias são curtas, a amplificação normalmente não é necessária. Entretanto, o aumento da taxa de transmissão pode implicar a necessidade de amplificação. Outra razão pela qual a amplificação pode ser necessária é o aumento das distâncias de transmissão. Uma linha de transmissão pode ser requerida para um percurso maior. A

CWDM	DWDM
<ul style="list-style-type: none"> • 20 nm de espaçamento entre canais (baixa densidade de canais); • Componentes ópticos e ópto electrónicos de custo relativamente baixo; • Tecnologia de baixa complexidade; • Espectro óptico desde 1260 nm até 1610 nm (bandas O, E, S, C e L); • Aplicação em redes de acesso, redes metropolitanas e outros sistemas de curta distância. 	<ul style="list-style-type: none"> • 0.8 nm de espaçamento entre canais (alta densidade de canais); • Componentes sofisticados de custo significativo; • Tecnologia de alta complexidade; • Espectro óptico cobre as bandas C e L; • Sistemas de longa distância.

Tabela 4.3: Comparação das características dos sistemas CWDM e DWDM.

amplificação de Raman pode vir a ser uma solução para estes sistemas, visto que não necessita de equipamentos de maior custo, apenas lasers de bombeamento suficientes para amplificar a gama espectral desejada. A tabela 4.4 apresenta uma relação dos componentes mais comuns utilizados em sistemas CWDM.

4.2 Amplificação em Sistemas CWDM

As fibras ópticas possuem um limite de mínima atenuação que, mesmo com os avanços de fabrico da mesma, não pode ser totalmente eliminada. O espalhamento de Rayleigh, proporcional a λ^{-4} , é um dos principais responsáveis por esta limitação. Por esta razão, mesmo os sistemas de comunicação óptica, conhecidos pelas baixas perdas, usualmente necessitam de amplificação.

Os sistemas DWDM requerem amplificadores de largura espectral estreita, visto que a separação entre os canais é muito pequena (0.8 nm [1]). Um amplificador com 20 nm de largura espectral pode transportar até 25 canais DWDM. Por isto os EDFAs, cuja largura espectral usual é de 20 nm, são largamente utilizados nestes sistemas.

Nos sistemas CWDM, o grande desafio para a amplificação é a gama espectral a ser

Componente	Designação
Fontes	<ul style="list-style-type: none"> • <i>Fabry Perot</i> (FP) - baixo custo, trabalha nos comprimentos de onda 850 nm e 1310 nm; • <i>Vertical Cavity Surface Emitting Laser</i> (VCSEL) - baixo custo, trabalha nos comprimentos de onda 850nm, 1310 nm e 1550 nm; • <i>Distributed Feedback Laser</i> (DFB) - custo médio, trabalha na gama de comprimentos de onda de 1270 nm-1610 nm.
Filtros	<ul style="list-style-type: none"> • <i>Fiber Bragg Gratings</i> (FBGs) - a ampla largura espectral necessária para sistemas CWDM é a restrição para o uso destes filtros, para além do custo relativamente alto ao utilizar o sistema FBGs + circuladores; • <i>Arrayed Waveguides Gratings</i> (AWG) - filtros com largura maior que 13 nm não são facilmente obtidos com baixo custo; • <i>Thin-Film Filters</i> (TFFs) - um sistema com dois canais 1310 nm e 1550 nm pode ser facilmente ampliado para um sistema com 192 canais com a combinação de filtros e <i>splitters</i>. É atractivo em termos de custo por canal.
Fibras	<ul style="list-style-type: none"> • <i>Low Water Peak</i> (LWP) - baixos níveis de OH^-; • <i>Zero Water Peak</i> (ZWP) - sem contaminação de OH^-.
Amplificadores	<ul style="list-style-type: none"> • EDFAs - largamente utilizados em sistemas DWDM, mas, devido à pequena largura espectral, sua utilização em sistemas CWDM é mais conveniente em amplificação híbrida; • SOA - é o tipo de amplificador mais utilizado actualmente em sistemas CWDM por ter a tecnologia de fabrico suficientemente conhecida para construir amplificadores com largura espectral bastante ampla; • Amplificadores de Raman - é a mais recente proposta para a amplificação em sistemas que necessitam de amplificadores com ampla largura espectral.

Tabela 4.4: Relação de componentes utilizados em sistemas CWDM [3].

amplificada. O amplificador deverá ter uma largura espectral suficientemente grande para suprir as necessidades dos sistemas CWDM. O mesmo amplificador de 20 nm citado para sistemas DWDM pode amplificar apenas um canal CWDM. Estudos sobre a amplificação em sistemas CWDM com o objectivo de ampliação da curva do ganho têm sido feitos [3] - [14].

Os amplificadores de fibra dopada com Érbio são muito utilizados em sistemas DWDM por se adaptarem muito bem as características de transmissão do mesmo, visto que um EDFA pode trabalhar na banda C, onde o sistema DWDM costuma ser utilizado. A posição espectral do EDFA é bastante favorável porque o Érbio permite transições na janela dos 1550 nm, onde as perdas na fibra óptica são mínimas [15]. Normalmente, quando os EDFAs são utilizados para amplificar sistemas CWDM em conjunto com outros amplificadores, como por exemplo os SOAs e os amplificadores de Raman, mas raramente são utilizados sozinhos. O trabalho de Rosolem *et al.* [9] mostra um sistema de amplificação para CWDM utilizando apenas EDFAs, que abrange as janelas S, C e L. O sistema apresentado pelos autores consiste em um troço de fibra responsável pela amplificação de cada janela num circuito em anel. O primeiro troço de fibra é responsável pela amplificação na janela L. A fibra utilizada tem 16 m e é bombeada de forma co-propagante por um laser centrado em 980 nm com 120 mW. Os dois troços responsáveis pela amplificação da janela C e S compartilham um laser de bombeamento. Este laser está centrado em 980 nm com potência média igual a 150 mW. O troço responsável pela amplificação na janela C vem primeiro, é uma fibra com 1.7 m de comprimento. O troço de fibra responsável pela amplificação na janela S tem 10 m de comprimento. As fibras utilizadas possuem alta concentração de Érbio. Esta concentração é tal que proporciona um valor de 16 a 24 dB/m em torno de 1530 nm. Este amplificador obteve um máximo ganho igual a 32 dB em 1570 nm e um ganho mínimo igual a 4 dB em 1610 nm.

Outra forma de amplificação proposta, e mais difundida em sistemas CWDM, é a amplificação através de SOAs, cuja largura espectral pode ultrapassar os 80 nm, dependendo do material utilizado [3]. A posição espectral do ganho em SOAs depende do hiato de energia do semiconductor, que é a energia necessária para a transição de electrões da banda de valência para a banda de condução. Iannone *et al.* [4] mos-

tra um amplificador semicondutor para um sistema CWDM capaz de amplificar numa gama de 140 nm com um ganho máximo igual a 18 dB. O amplificador semicondutor desenvolvido é um amplificador óptico baseado em InP crescido através do processo de *Metal Organic Chemical Vapour Deposition* (MOCVD), e consiste numa camada activa independente da polarização, posicionada entre dois espelhos, de forma a gerar um laser de emissão de superfície com cavidade vertical, VCSEL. O amplificador utiliza uma corrente igual a 298 mA e gera uma potência de saída igual a 6.3 dBm. Os autores transmitem oito canais CWDM de 1470 nm até 1610 nm que são multiplexados e modulados no formato *Non Return-to-Zero* (NRZ) a uma taxa de 2.448 Gb/s e transmitidos por 70 km de fibra Allwave ZWP, e amplificado pelo SOA. Em seguida os sinais são propagados por mais 60 km da mesma fibra. O ganho máximo obtido foi em 1530 nm com valor de 18 dB e o mínimo ganho foi em 1610 nm com valor igual a 6 dB. Outros autores apresentam resultados obtidos matematicamente, um deles mostra que um amplificador semicondutor pode ter largura espectral maior que 95 nm com desvio de ganho menor que 4.3 dB com a utilização de uma estrutura de poços quânticos com camadas de InGaAsP e InGaAs, onde InGaAsP é a barreira do poço quântico entre duas camadas de InGaAs [6]. Os SOAs utilizados em comunicações ópticas normalmente utilizam a estrutura InGaAsP. A variação percentual na sua composição pode resultar em uma banda de hiato que pode corresponder à emissão em comprimentos de onda que podem variar desde os 900 nm até os 1650 nm [3]. Entretanto, apesar desta característica de fácil deslocamento da curva do ganho ao longo da gama espectral de comunicações ópticas, a figura de ruído NF dos SOAs, em torno de 6 a 7 dB [3], é pior em relação aos amplificadores baseados em fibra óptica, que é da ordem dos 3 dB. Outro factor é a baixa potência de saturação que está em torno de 13 dBm, que em EDFAs é da ordem dos 18 dBm. Esta baixa potência de saturação gera problemas de interferência intra- e inter- canais.

Os amplificadores de Raman são caracterizados pela sua flexibilidade de deslocamento espectral bem como pela capacidade de alargar o espectro de actuação consoante o número de lasers de bombeamento disponíveis. A proposta da utilização da amplificação de Raman em sistemas CWDM advém basicamente destas características. A amplificação de Raman ocorre pela interacção de fonões ópticos e fotões. A energia dos

Característica	EDFA	SOA	Raman
Ganho	médio	médio a alto	médio
Banda de operação	C e L	todas	todas
Posição espectral	definida pelas transições proporcionadas pelo Érbio	definida pelo hiato de energia do material semiconductor	definida pelo comprimento de onda do laser de bombeamento utilizado
PDG	baixa	alta	alta
Largura espectral (por amplificador)	20-40 nm	60-80 nm	depende do n° de lasers de bombeamento
NF	4 dB	6-7 dB	3 dB
Custo	baixo a alto	baixo	baixo a alto

Tabela 4.5: Características dos amplificadores ópticos mais usuais [3].

fonões, característica do material, e a energia dos fotões de bombeamento é que definem a banda de actuação do amplificador de Raman. Em fibras ópticas, o maior valor de amplificação ocorre quando o comprimento de onda do laser de bombeamento é aproximadamente 100 nm menor que o comprimento de onda do sinal a ser amplificado. Um exemplo de como a amplificação e Raman pode ser utilizada em sistemas CWDM pode ser observado no trabalho de Emori *et al.* [16], onde os autores apresentam amplificadores de Raman com 100 nm de largura espectral. Na publicação, os autores utilizam doze lasers de bombeamento com comprimento de onda a variar a cada 7.5 nm entre os comprimentos de onda de 1405 nm e 1457.5 nm, e a cada 15 nm entre os comprimentos de onda de 1465 nm e 1510 nm. Cada laser é alimentado por uma fonte de corrente com intensidade igual a 700 mA para gerar uma potência total igual a 2.2 W. Os autores utilizam a configuração contra-propagante e utilizam três tipos de fibras, uma por amplificador: uma SMF com 25 km, uma DSF com 25 km e uma RDF com 20 km. A SMF proporcionou um ganho igual a 2 dB, a DSF proporcionou 6.5 dB e a RDF, 6.5 dB. O máximo desvio na curva do ganho foi igual a 0.5 dB para todas as três situações. Outra

possibilidade apresentada em literatura consiste na utilização de fibras especiais. Um exemplo pode ser visto em [13], onde os autores utilizam uma HNLF para amplificação discreta. Utilizam uma HNLF de 3 km, seis lasers de bombeamento contra-propagantes com comprimentos de onda iguais a 1360 nm, 1390 nm, 1405 nm, 1430 nm, 1460 nm e 1500 nm e mais um centrado em 1360 nm co-propagante para aumentar a intensidade da potência de bombeamento. A potência total de bombeamento foi igual a 1121 mW. Este amplificador foi utilizado para amplificar oito canais CWDM, entre 1470 nm e 1610 nm, com ganho igual a 10 dB por canal com máximo desvio em torno de 1 dB.

Lasers semicondutores utilizados no processo de bombeamento para obtenção da amplificação de Raman com potência da ordem dos 200 mW aos 300 mW têm visto o seu preço de mercado baixar sucessivamente. Assim, pode-se utilizar as qualidades do amplificador de Raman, aliadas ao baixo custo proporcionado pela utilização dos laser de bombeamento de baixa potência, para ser aplicado em sistemas CWDM. A tabela 4.5 resume as características dos amplificadores ópticos mais comuns.

Este capítulo é centrado no estudo de um amplificador de Raman aplicado em sistemas CWDM, no entanto, este mesmo amplificador pode ser utilizado em muitos sistemas ópticos de curtas distâncias. Uma aplicação interessante que pode ser citada é em sistemas submarinos, onde tem-se o problema de acesso restrito apenas às extremidades da fibra óptica. Com a amplificação de Raman é possível inserir lasers de bombeamento nas extremidades da fibra sem a necessidade de acesso ao meio do percurso. Como exemplo de redes ópticas submarinas de curto percurso pode-se citar as ligações entre ilhas. Este tipo de ligação pode ser observado no arquipélago das Filipinas, ver figura 4.2a, e nas ilhas que compõem o arquipélago de Cabo Verde. Outra possibilidade de aplicação é em ligações na costa de um mesmo continente, mas através do mar. Como exemplo pode-se citar as ligações existentes no norte da América do Sul e no sul da América Central, ver figura 4.2c, ou as ligações existentes na costa de Angola. Outro exemplo são as redes que ligam o Reino Unido e a Irlanda entre si e a parte continental da Europa, ver figura 4.2b.

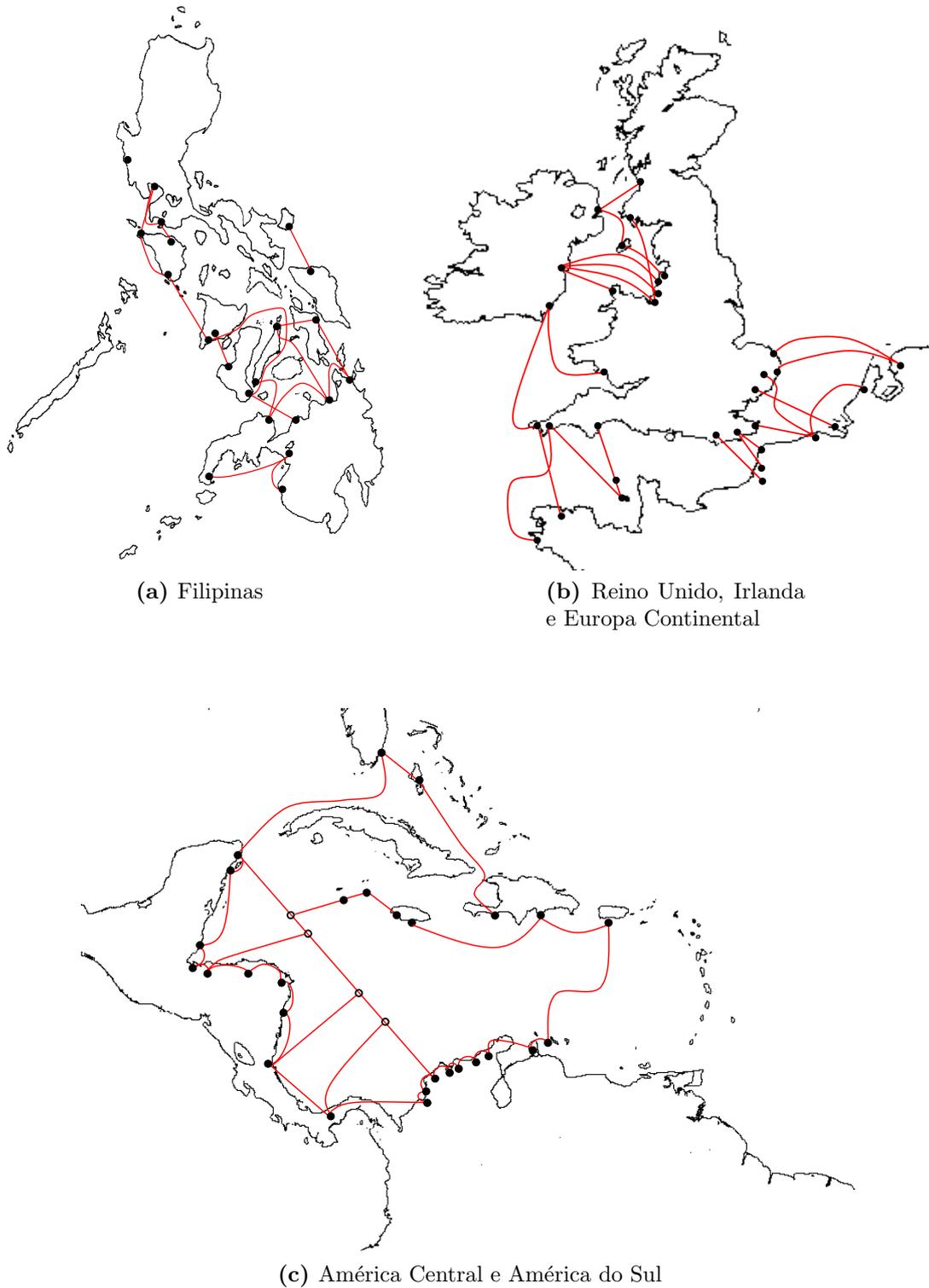


Figura 4.2: Linhas submarinas a ligar ilhas, ilhas ao continente e a costa de um continente [17].

4.3 Projecto de um Amplificador de Raman para Sistemas CWDM

4.3.1 Modelo

O amplificador de Raman é uma solução atractiva na amplificação de sistemas de comunicação óptica com ampla largura espectral, como por exemplo os sistemas CWDM. Isto ocorre porque o amplificador de Raman pode, através do uso de múltiplos lasers de bombeamento, controlar a posição espectral e a largura da curva do ganho. O objectivo deste capítulo é projectar um amplificador de Raman para aplicação num sistema CWDM, com canais separados de 20 nm, com a utilização do modelo desenvolvido no capítulo 3 desta tese e implementar o protótipo em laboratório. Inicialmente é necessário caracterizar o sistema de transmissão a ser amplificado. Para isto é preciso determinar as características físicas dos componentes do sistema. Em seguida, com o sistema determinado, é necessário desenvolver um método para projectar o amplificador. Este método utilizará as características do sistema de transmissão para obter um amplificador capaz de suportá-lo.

Para caracterizar o sistema de transmissão de forma a projectar um amplificador para o mesmo, há necessidade de se determinar os seguintes parâmetros:

1. número de canais a serem transmitidos, N_{ch} ;
2. espaçamento entre os canais em comprimento de onda, $\Delta\lambda$;
3. distância de transmissão, L ;
4. atenuação causada pela fibra, α .

O número de canais N_{ch} e o espaçamento entre os mesmos $\Delta\lambda$ definem a largura da curva do ganho, ΔB , necessário para o amplificador de Raman,

$$\Delta B = N_{ch} \times \Delta\lambda. \quad (4.1)$$

Em princípio $\Delta B = (N_{ch} - 1) \times \Delta\lambda$ seria suficiente para comportar todos os canais, mas, como há necessidade de considerar-se a oscilação espectral que é permitida para os

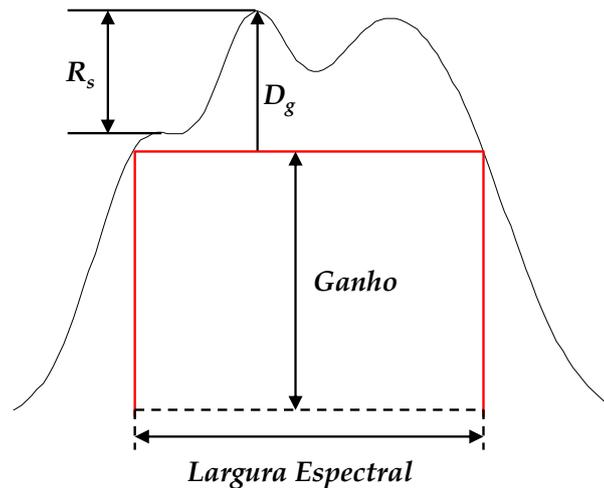


Figura 4.3: Especificações necessárias para o projecto do amplificador de Raman para aplicação num sistema CWDM. O rectângulo representa o ganho objectivo com largura e ganho bem definidos, o ganho simulado é representado pela outra curva que possui uma diferença máxima com o ganho objectivo igual a D_g . R_s representa a máxima diferença de ganho entre os canais.

lasers utilizados em sistemas CWDM, considera-se uma banda de guarda por garantia igual a $\Delta\lambda/2$ para cada extremidade. Assim, garante-se que todos os canais estarão dentro da curva do ganho do amplificador.

A distância de transmissão L e a atenuação α definem o ganho do amplificador de Raman, G_T , necessário para compensar as perdas causadas pela fibra óptica

$$G_T = L \times \alpha. \quad (4.2)$$

Portanto, o amplificador precisa ter uma largura ΔB para comportar todos os canais e um ganho G_T para compensar as perdas causadas pela fibra óptica.

Antes de iniciar o processo de optimização do amplificador de Raman, ainda é necessário determinar as restrições nos valores da curva do ganho do amplificador, para que o processo de simulação possa ser definido. A figura 4.3 mostra a curva de um ganho simulado, linha a preto, e a curva objectivo, o rectângulo vermelho, com largura espectral e ganho bem definidos. O estudo realizado está centrado no desvio entre estas duas curvas. Este desvio precisa ser o menor possível, mantendo a largura espectral e o ganho objectivo para suprir as necessidades do sistema proposto. Outro aspecto importante é o desvio entre os ganhos para cada canal. Assume-se que todos os canais

possuem a mesma potência à entrada da fibra e que todos têm a mesma atenuação ao longo da fibra. Portanto, basta garantir ganhos iguais para todos os canais presentes no sistema. Portanto, nesta análise, consideram-se dois tipos de desvios mostrados na figura 4.3: 1) o desvio entre os ganhos simulado e objectivo D_g e 2) o desvio entre os canais à saída do amplificador, R_s . Foi definido um máximo de 1 dB para ambos os desvios.

Com o sistema definido, características e restrições, passa-se então para a segunda fase do projecto de dimensionamento do amplificador para um sistema CWDM: a optimização das características dos lasers de bombeamento responsáveis pela amplificação. Para iniciar a optimização do sistema começa-se por definir um número inicial de lasers de bombeamento a serem utilizados. A primeira hipótese é a de que o número de lasers de bombeamento necessários é igual ao número de canais CWDM transmitidos, neste caso três. A seguir define-se os comprimentos de onda destes lasers iniciais e relaciona-os aos sinais de forma que cada um dos lasers de bombeamento tenha 100 nm de diferença com um dos canais. Por exemplo, com um sinal centrado em 1530 nm e outro em 1550 nm, os comprimentos de onda dos lasers de bombeamento iniciais serão 1430 nm e 1450 nm. A potência inicial de cada laser de bombeamento é igual a 200 mW, valor determinado como limite para um sistema de baixo custo. A seguir tenta-se optimizar as potências dos lasers de bombeamento de forma a obter o ganho desejado com menor desvio possível. Se os valores iniciais de comprimento de onda proporcionarem um resultado satisfatório para o ganho requerido no sistema, o processo de optimização termina neste ponto. Se os valores dos comprimentos de onda utilizados não proporcionarem uma curva conforme o projecto, desloca-se o comprimento de onda de forma a que este esteja mais próximo da região de menor amplificação, e tenta-se optimizar as potências novamente. Se, mesmo com o deslocamento em comprimento de onda os resultados não forem satisfatórios, o número de lasers de bombeamento é aumentado e inicia-se novamente o processo de optimização das potências destes até a obtenção de uma curva com largura e ganho necessários para o projecto.

Portanto, o processo de simulação do sistema proposto é dividido em três partes: primeiro supõe-se o número de lasers de bombeamento, a seguir optimiza-se os comprimentos de onda destes e em seguida as suas potências respectivas, tem-se em

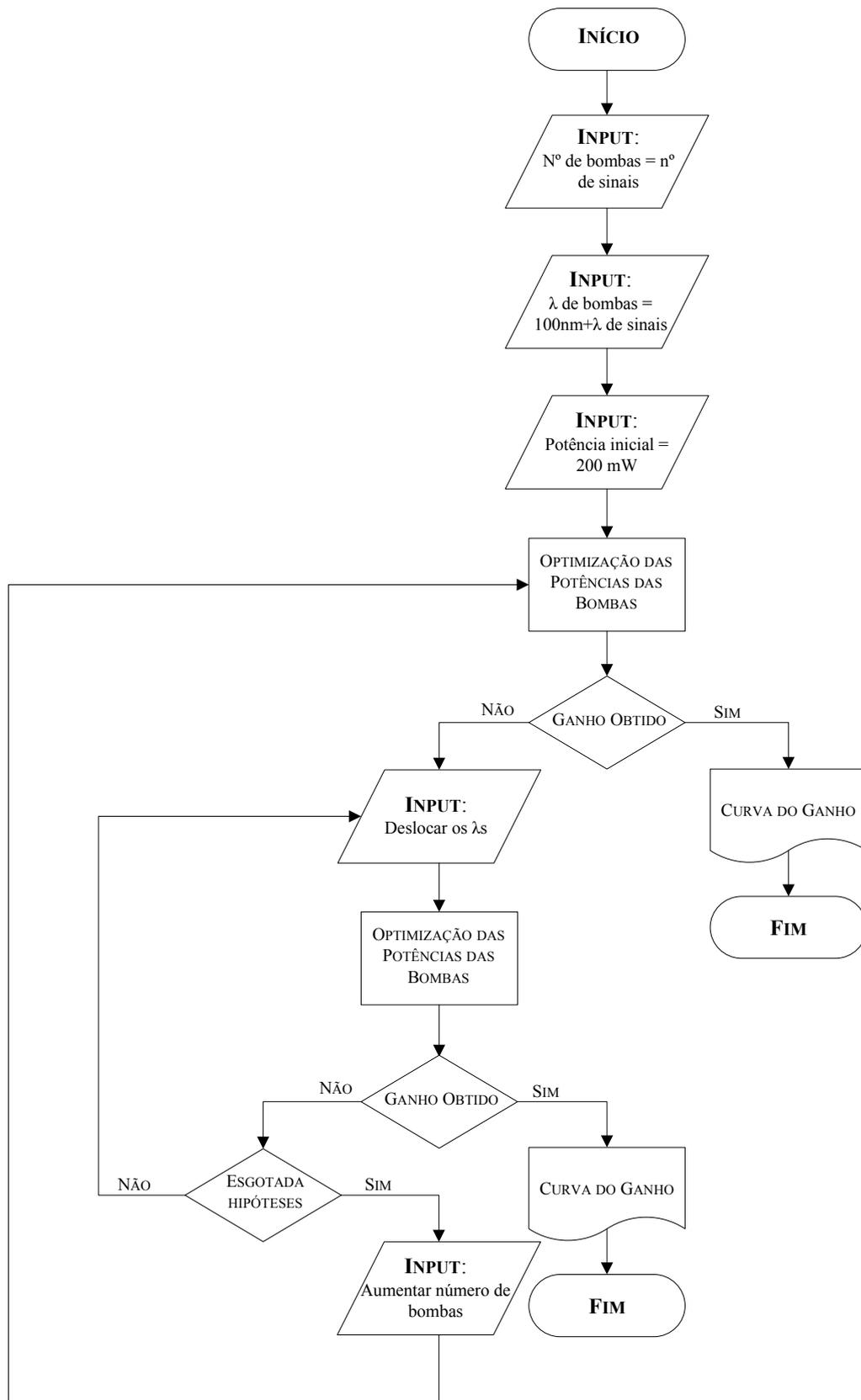


Figura 4.4: Fluxograma que descreve os passos da optimização da curva do ganho com múltiplos lasers de bombeamento.

consideração a limitação da potência de cada laser de bombeamento e um mínimo desvio entre os ganhos de cada canal. Este processo é repetido até o objectivo ser atingido. O fluxograma da figura 4.4 mostra como ocorre o processo de obtenção do ganho para um determinado sistema CWDM.

4.3.2 Projecto do Protótipo do Amplificador

Para provar que o modelo desenvolvido pode ser utilizado em projectos de amplificadores de Raman aplicados a sistemas CWDM, é apresentado um protótipo neste trabalho para um caso específico, que será inicialmente obtido através de simulação e em seguida implementado em laboratório. O protótipo desenvolvido utiliza 40 km de fibra óptica padrão, SMF, e o objectivo é compensar todas as perdas causadas por esta fibra óptica e garantir que todos os canais transmitidos sejam amplificados de forma uniforme. Este protótipo deve ser tal que se possa transmitir três canais CWDM simultaneamente, nomeadamente 1570 nm, 1590 nm e 1610 nm. A atenuação considerada para a fibra óptica nestes comprimentos de onda está em torno de 0.23 dB/km.

Assim, os parâmetros necessários para a caracterização do projecto do amplificador são:

1. $N_{ch} = 3$;
2. $\Delta\lambda = 20$ nm;
3. $L = 40$ km;
4. $\alpha = 0.23$ dB/km.

Para projectar um amplificador para este sistema é necessário compensar todas as perdas causadas pela fibra óptica com um ganho G_T igual a

$$G_T = L \times \alpha = 40 \text{ km} \times 0.23 \text{ dB/km} \approx 9 \text{ dB},$$

A largura da curva do ganho, ΔB , precisa ser igual a

$$\Delta B = N_{ch} \times \Delta\lambda = 3 \times 20 \text{ nm} = 60 \text{ nm},$$

para assegurar que todos os canais sejam amplificados. Em princípio, uma largura de 40 nm seria suficiente para os três sinais, no entanto deve-se considerar que os lasers são instáveis e a oscilação do comprimento de onda dos lasers em torno de um comprimento de onda central poderia deixar um ou mais canais fora da banda do amplificador, por esta razão considera-se este valor de 60 nm de forma a garantir que todos os canais sejam amplificados dentro da curva proposta. A figura 4.5 mostra a curva objectivo do amplificador de Raman proposto. A curva do ganho objectivo é representada pelo rectângulo em vermelho com largura ΔB e altura igual ao ganho G_T . As setas representam os sinais transmitidos centrados em 1570 nm, 1590 nm e 1610 nm. A configuração escolhida para o amplificador é a co-propagante. A escolha deve-se ao facto de que esta configuração, no laboratório, permitir um aumento substancial na potência dos lasers de bombeamento em relação à configuração contra-propagante. Isto porque, na altura da realização, a configuração contra-propagante era montada utilizando um circulador óptico, cuja gama de comprimentos de onda em que possuía menor atenuação era em torno dos 1550 nm. Os comprimentos de onda dos lasers de bombeamento, em torno dos 1400 nm, eram mais atenuados, diminuindo a eficiência das potências das bombas que efectivamente entravam na fibra óptica. Na mesma altura, a configuração co-propagante era montada utilizando um acoplador WDM cujas perdas nos comprimentos de onda dos lasers de bombeamento eram muito menores que as do circulador óptico, aumentando a potência de bombeamento efectiva à entrada da fibra óptica.

O modelo do amplificador de Raman descrito no capítulo 3 foi utilizado na optimização do sistema. As características dos lasers de bombeamento foram optimizadas de acordo com o esquema da figura 4.3 com especial atenção aos desvios D_g e R_s para que estes tivessem valor menor que 1 dB. Os passos do fluxograma 4.4 são seguidos. A primeira tentativa foi utilizar o número de lasers de bombeamento igual ao número de canais, neste caso três, feita esta consideração centram-se os comprimentos de onda dos lasers de bombeamento de forma que cada uma estivesse relacionada a um canal com diferença espectral igual a 100 nm, ou seja, 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm. A potência média inicial para os três lasers foi considerada igual a 200 mW. Com estas considerações, iniciou-se o processo de optimização das potências dos laser de bombeamento para

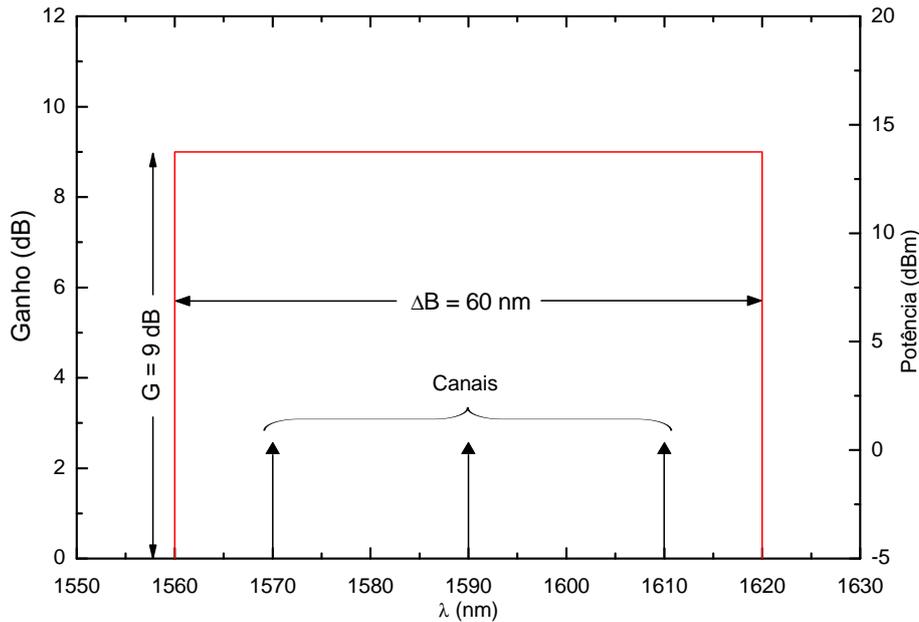


Figura 4.5: Curva objectivo para o amplificador de Raman proposto, linha em vermelho, com ganho igual a 9 dB e largura igual a 60 nm. As setas representam as posições dos sinais no espectro de comprimento de onda.

verificar a existência de solução possível com este número de lasers de bombeamento. Após optimização das potências dos lasers de bombeamento, chegou-se à conclusão que os três lasers de bombeamento seriam suficientes para o caso particular. Os lasers de bombeamento optimizados são centrados em 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm, com potências iguais à 150 mW, 180 mW e 150 mW, respectivamente. Nesta optimização tentou-se utilizar o menor número possível de lasers de bombeamento, obtendo máxima diferença entre os ganhos para cada canal, R_s , igual a 0.9 dB e um máximo desvio entre o ganho simulado e o ganho objectivo, D_g , igual a 0.5 dB. Se fosse utilizado um número de lasers de bombeamento maior, este valor poderia ser reduzido. Entretanto, como a proposta da aplicação está centrada em sistemas CWDM, quanto menor o número de lasers de bombeamento a serem utilizadas, menor o custo do sistema, maior aplicabilidade em sistemas CWDM.

4.3.3 Validação do Protótipo

Para comprovar a validade dos resultados obtidos através de simulação, o protótipo foi implementado em laboratório. A montagem utilizada nesta experiência é mostrada

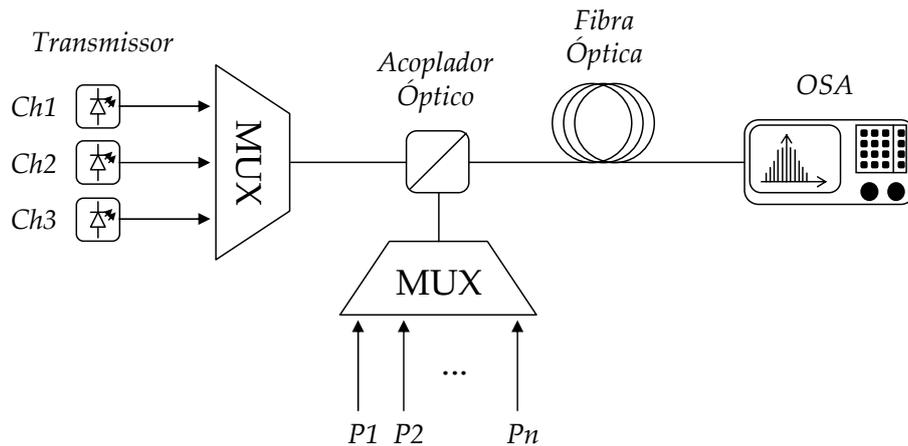


Figura 4.6: Diagrama esquemático utilizado na experiência para obtenção do ganho para um sistema com três canais CWDM, $Ch1$, $Ch2$ e $Ch3$, e múltiplos laser de bombeamento, $P1$, $P2$, ..., Pn .

na figura 4.6, onde $Ch1$, $Ch2$ e $Ch3$ representam os canais centrados nos comprimentos de onda iguais a 1570 nm, 1590 nm e 1610 nm, respectivamente, acoplados entre si por um multiplexador para serem transmitidos pela fibra. Os lasers de sinal utilizados são lasers semicondutores da marca Nettek e cada um foi estabilizado de forma tal que a potência de saída individual estivesse em torno de 1 mW. Estes lasers operam em modo contínuo. $P1$, $P2$, ..., Pn representam os lasers de bombeamento otimizados pelo modelo matemático. De acordo com os resultados obtidos em simulação, o número de lasers de bombeamento a serem utilizados são três, $P1$, $P2$ e $P3$. Estes lasers de bombeamento são lasers semicondutores da marca Fitel com estabilização do comprimento de onda através da utilização de redes de Bragg. Os lasers estão centrados em 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm com potências iguais a 150 mW, 180 mW e 150 mW, respectivamente. As potências destes lasers foram estabilizadas através de controladores de temperatura e de corrente. A fibra óptica é uma SMF da marca Corning com 40 km de comprimento e atenuação em torno de 0.23 dB/km nos comprimentos de onda dos sinais utilizados. As medidas foram realizadas com um analisador de espectros óptico, OSA, da marca Advantest modelo Q8384, com resolução de 0.05 nm.

O ganho ligado/desligado, on/off , $G_{on/off}$, devido ao amplificador de Raman formado pela fibra óptica e pelos lasers de bombeamento $P1$, $P2$ e $P3$, foi medido para os canais $Ch1$, $Ch2$ e $Ch3$. Para obter o valor do $G_{on/off}$ para cada sinal, as potências dos sinais à saída da fibra foram medidas com os lasers de bombeamento desligados,

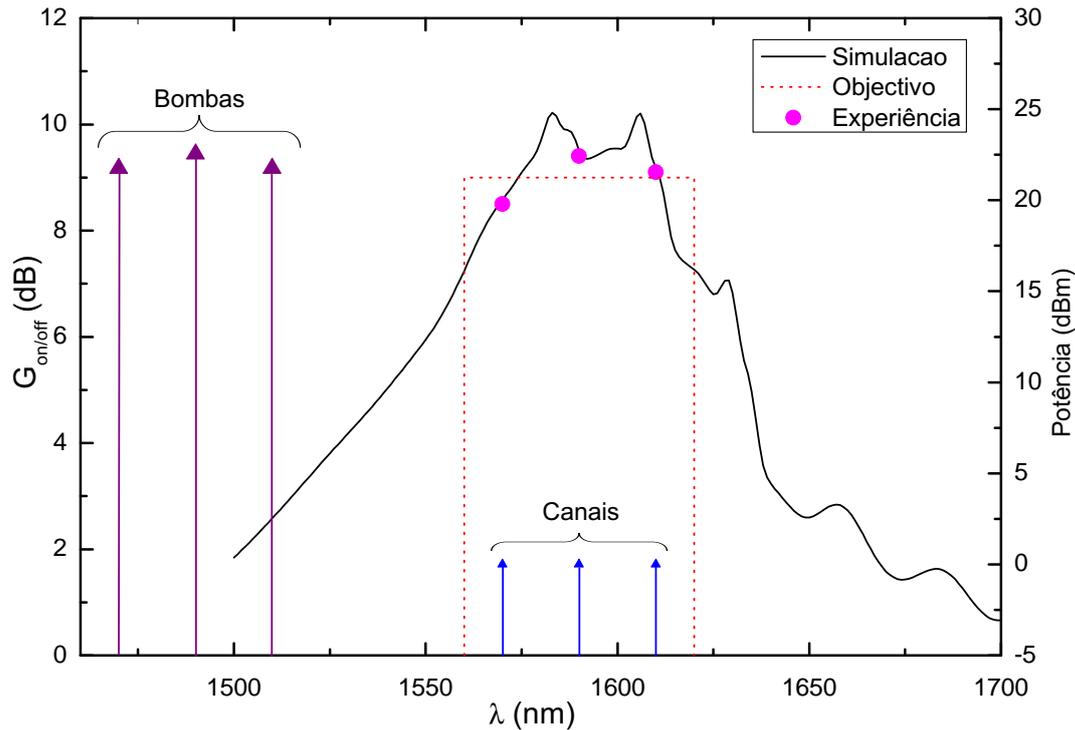


Figura 4.7: Resultado do ganho para um sistema com 40 km, três lasers de bombeamento e com três canais CWDM, 1570 nm, 1590 nm e 1610 nm. O ganho experimental é representado pelos símbolos e é comparado com simulação, linha contínua. O rectângulo tracejado representa o objectivo e as setas são os lasers de bombeamento centradas em 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm com potências iguais a 150 mW, 180 mW e 150 mW, respectivamente.

$P_{s,off}(L)$, e depois com os mesmos ligados, $P_{s,on}(L)$, em dBm. O valor do ganho é obtido através da diferença entre estes dois valores, o chamado ganho *on/off*, $G_{on/off}$, já utilizado no capítulo 3. Assim, o $G_{on/off}$ medido para cada sinal é obtido através da relação $G_{on/off}(dB) = P_{s,on}(L)(dBm) - P_{s,off}(L)(dBm)$. A figura 4.7 mostra os resultados obtidos na experiência (símbolos) comparados com os resultados da simulação (linha contínua). As setas maiores representam os lasers de bombeamento $P1$, $P2$ e $P3$, as setas menores representam os sinais transmitidos, $Ch1$, $Ch2$ e $Ch3$, e o rectângulo tracejado representa o objectivo a ser atingido de forma semelhante à figura 4.3. Na figura 4.7 são representados o ganho em decibel no eixo y à esquerda e as potências dos lasers de bombeamento e dos sinais em miliwatts no eixo y à direita.

Na figura 4.7 pode-se observar que a curva obtida em simulação é bastante próxima do objectivo nos comprimentos de onda dos sinais transmitidos, com desvio máximo entre objectivo e simulação, D_g , igual a 0.5 dB e máxima diferença entre os ganhos

dos canais, R_s , de 0.9 dB. Os valores de D_g e R_s respeitam o limite determinado anteriormente, 1 dB, mantendo as características necessárias para a amplificação dos três canais, $Ch1$, $Ch2$ e $Ch3$, do sistema proposto para o desenvolvimento do protótipo.

O gráfico da figura 4.7 mostra também que os valores obtidos em simulação estão de acordo com os valores experimentais com um desvio máximo de 0.1 dB entre o ganho medido e o ganho simulado. Durante as medições, foi observado que, apesar das pequenas flutuações no valor da potência dos lasers de sinal, o valor do $G_{on/off}$ não apresentou variação significativa. Outro detalhe que deve ser considerado é que, durante a simulação, a depleção dos lasers de bombeamento foi considerada, ou seja, as potências dos sinais, 1 mW cada, foram contabilizadas e incluídas no cálculo da interacção entre potências dos lasers de bombeamento. Por esta razão foram obtidos resultados com esta precisão como apresentado no gráfico da figura 4.7. O protótipo implementado tem, portanto, as características do projecto inicial, um amplificador de Raman a transmitir três canais CWDM ao longo de 40 km com a compensação de todas as perdas causadas pelo troço de fibra, em torno de 9 dB, com a utilização de lasers com potências inferiores a 200 mW, e confirma os resultados obtidos através da optimização proporcionada pelo modelo desenvolvido.

Nas figuras 4.8 e 4.9 são apresentados o comportamento das potências dos lasers de bombeamento e dos sinais ao longo da fibra de acordo com o modelo utilizado. Na figura 4.8 observa-se a depleção de cada laser de bombeamento devido à interacção sinal-laser de bombeamento e laser de bombeamento-laser de bombeamento. Como o número de lasers de bombeamento é pequeno e as potências são relativamente baixas, a interacção entre elas não é tão intensa, em outras palavras, não se observa nenhuma redução ou aumento mais abrupto nas potências dos laser de bombeamento ao longo da fibra. Mas, se o gráfico for observado com mais atenção, verifica-se que o laser de bombeamento de comprimento de onda igual a 1510 nm, em verde, decresce de forma menos acentuada se comparado aos outros dois lasers de bombeamento. Isto porque este laser de bombeamento, por ter maior comprimento de onda, sofre ganho proveniente dos dois lasers de bombeamento de comprimento de onda menores. Na figura 4.9 pode-se observar a propagação das potências dos sinais ao longo da fibra óptica. O canal mais amplificado ao longo da fibra foi o centrado em 1590 nm, em

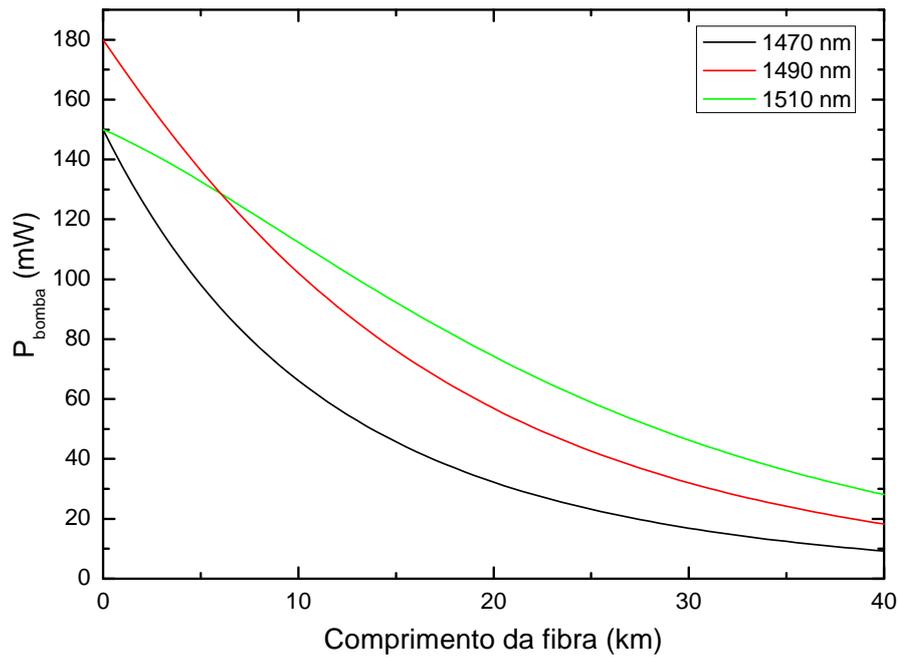


Figura 4.8: Propagação das potências dos lasers de bombeamento ao longo do comprimento da fibra óptica de 40 km para um sistema CWDM com três canais. Os lasers de bombeamento estão centradas em 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm com potências iguais a 150 mW, 180 mW e 150 mW, respectivamente.

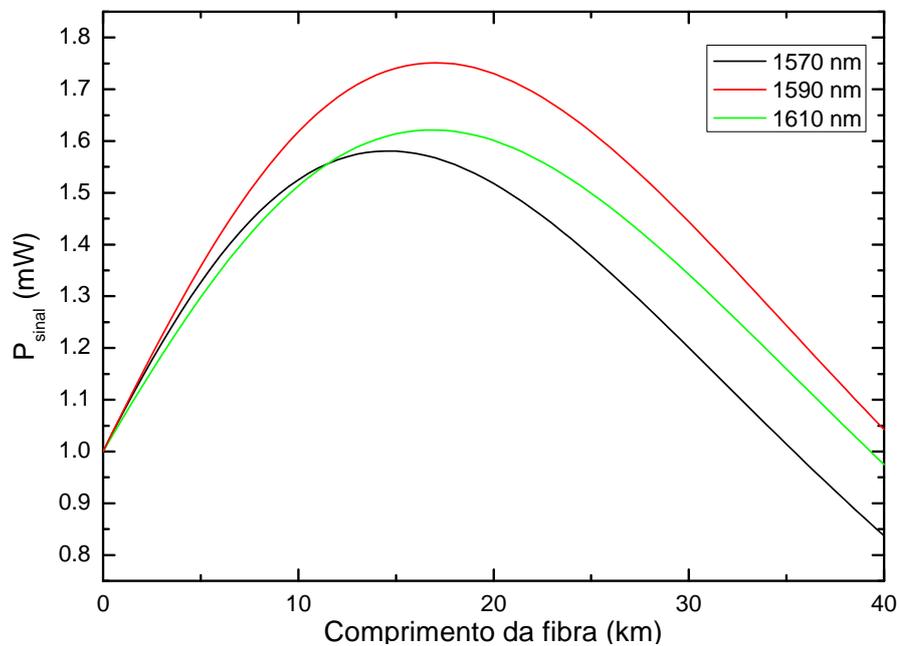


Figura 4.9: Propagação das potências dos sinais CWDM ao longo da fibra com a presença de amplificação com três lasers de bombeamento e uma fibra SMF de 40 km. Os sinais estão centrados em 1570 nm, 1590 nm e 1610 nm com potência inicial igual a 1 mW.

vermelho. Nesta situação o mesmo canal foi o que obteve mais ganho ao fim da fibra.

Através dos resultados obtidos nesta secção, pode-se mostrar que o amplificador de Raman com múltiplos lasers de bombeamento é uma opção interessante para sistemas CWDM porque pode produzir um amplificador com curva de ganho suficientemente larga para comportar canais CWDM com lasers de bombeamento de baixo custo, com potência máxima em torno de 200 mW, cumprem-se assim as duas necessidades primordiais na amplificação destes sistemas: ampla largura espectral e baixo custo. Os resultados desta secção foram publicados por nós em [7].

4.4 Extrapolação

Os resultados da secção anterior provam que este modelo pode ser utilizado para o projecto de um sistema CWDM. Nesta secção serão apresentados projectos de outros sistemas de transmissão com características distintas.

Agora, com o mesmo modelo proposto, idealizam-se situações diferentes para sistemas CWDM com a alteração dos parâmetros do sistema de transmissão para obter um amplificador de Raman para cada situação distinta. Os parâmetros a serem alterados serão o número de canais transmitidos, o que aumentará a largura de banda do amplificador, e o comprimento da fibra óptica, o que aumentará o ganho necessário para o amplificador compensar todas as perdas da fibra óptica.

Numa primeira situação, aumentou-se o número de canais transmitidos de três para quatro, nomeadamente 1531 nm, 1551 nm, 1571 nm e 1591 nm. A fibra de transmissão é uma SMF com 40 km de comprimento e 0.2 dB/km de atenuação em torno dos 1550 nm. Portanto, as características do novo sistema são

1. $N_{ch} = 4$;
2. $\Delta\lambda = 20$ nm;
3. $L = 40$ km;
4. $\alpha = 0.2$ dB/km.

com as quais se calcula o ganho $G_T = 8$ dB (40 km \times 0.2 dB/km) e a largura de banda do ganho $\Delta\lambda = 80$ nm (4×20 nm) necessários para a amplificação do novo sistema. Ao aumentar o número de canais observa-se a necessidade de aumento da largura da curva do ganho. Para isto existem duas possíveis soluções: 1) utilizar mais de três lasers de bombeamento ou 2) utilizar três lasers de bombeamento e aumentar as potências das mesmas. Como a proposta é a de utilizar lasers de bombeamento de baixo custo, com potências inferiores à 200 mW, é utilizada a solução do acréscimo destes.

O processo é iniciado de forma análoga ao sistema anterior, supõe-se que um sistema de quatro canais CWDM pode ser amplificado uniformemente com quatro lasers de bombeamento. Cada laser de bombeamento tem inicialmente 100 nm de diferença com um dos canais transmitidos, ou seja, 1431 nm, 1451 nm, 1471 nm e 1491 nm. Inicia-se o processo de otimização das potências para verificar a existência de solução para este formato de amplificador. Não tendo sido obtido bom resultado com estes valores, inicia-se o processo de alteração do comprimento de onda dos lasers de bombeamento para obter uma melhor solução. A alteração dos comprimentos de onda dos lasers de bombeamento foi condição suficiente para a obtenção da curva de ganho necessária para o sistema proposto. Assim, os resultados obtidos são mostrados na figura 4.10. Estes resultados foram obtidos com quatro lasers de bombeamento cujos comprimentos de onda foram centrados em 1426 nm, 1444 nm, 1462 nm e 1487 nm com potências de 192.9 mW, 124.3 mW, 60.8 mW e 165.3 mW, respectivamente.

Na figura 4.10 os símbolos representam as posições dos canais centrados em 1531 nm, 1551 nm, 1571 nm e 1591 nm na curva de ganho obtido em simulação (linha contínua). O retângulo tracejado é a curva objectivo, as setas maiores representam os lasers de bombeamento e as menores representam os sinais transmitidos durante a amplificação. Neste sistema verifica-se que tem-se uma máxima diferença entre o objectivo e o real, D_g , igual a 0.8 dB e um máximo desvio entre os canais, R_s , igual a 0.9 dB, mantêm-se assim o mesmo limite de 1 dB desvio especificado anteriormente para ambos os desvios. A condição de limite de potência, inferior a 200 mW, para cada um dos lasers de bombeamento utilizados foi mantida. Através do gráfico da figura 4.10 pode-se observar que o objectivo foi atingido: quatro canais CWDM (pelo menos 80 nm de largura espectral) ao longo de 40 km com perdas em torno de 0.2 dB/km (8 dB de

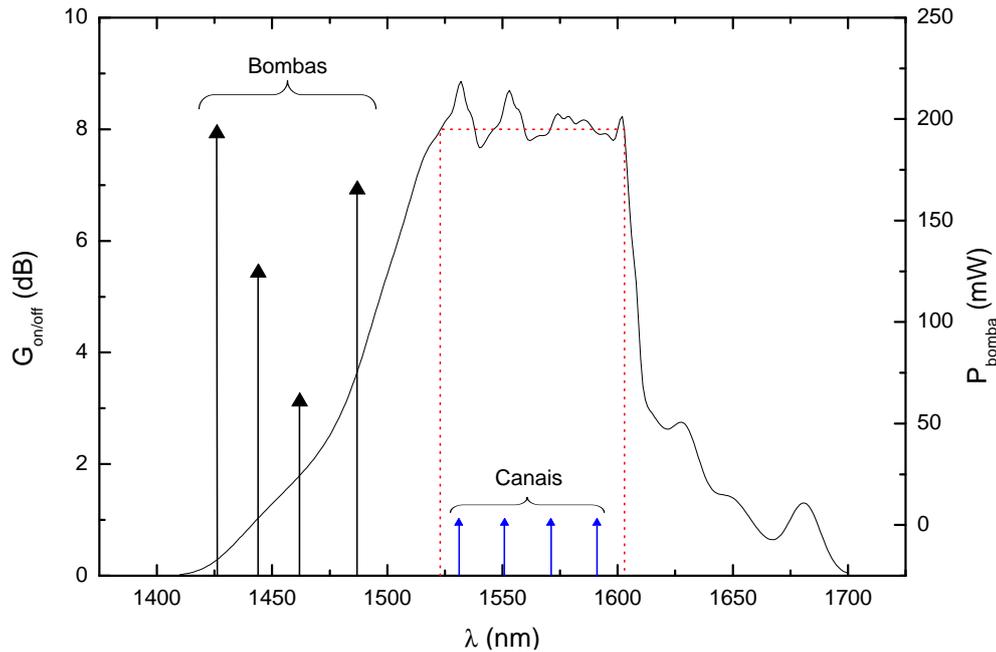


Figura 4.10: Resultado do ganho para um sistema com 40 km, quatro lasers de bombeamento e com quatro canais CWDM, 1531 nm, 1551 nm, 1571 nm e 1591 nm. O ganho simulado é representado pela linha contínua. O retângulo tracejado representa o objectivo, as setas menores representam os sinais e as setas maiores são os laser de bombeamento centrados em 1426 nm, 1444 nm, 1462 nm e 1487 nm com potências iguais a 192.9 mW, 124.3 mW, 60.8 mW e 165.3 mW, respectivamente.

ganho) para quatro lasers de bombeamento com potências inferiores a 200 mW.

Na figura 4.11 pode-se observar o comportamento das potências dos lasers de bombeamento ao longo do comprimento da fibra óptica. Neste projecto observa-se um maior grau de interacção entre os lasers de bombeamento porque o número de lasers de bombeamento utilizados na amplificação foi aumentado. Verifica-se que o laser de bombeamento de menor comprimento de onda, 1426 nm (em preto), e maior potência, 192.9 mW, tem maior depleção que os outros lasers. Observa-se também que o laser de maior comprimento de onda, 1487 nm (em azul), sofre menos depleção e sofre incremento na potência ainda no início da fibra.

Numa outra situação transmitem-se três canais, nomeadamente 1551 nm, 1571 nm e 1591 nm, e aumenta-se o percurso para 80 km. Assim, as características do sistema agora são

1. $N_{ch} = 3$;

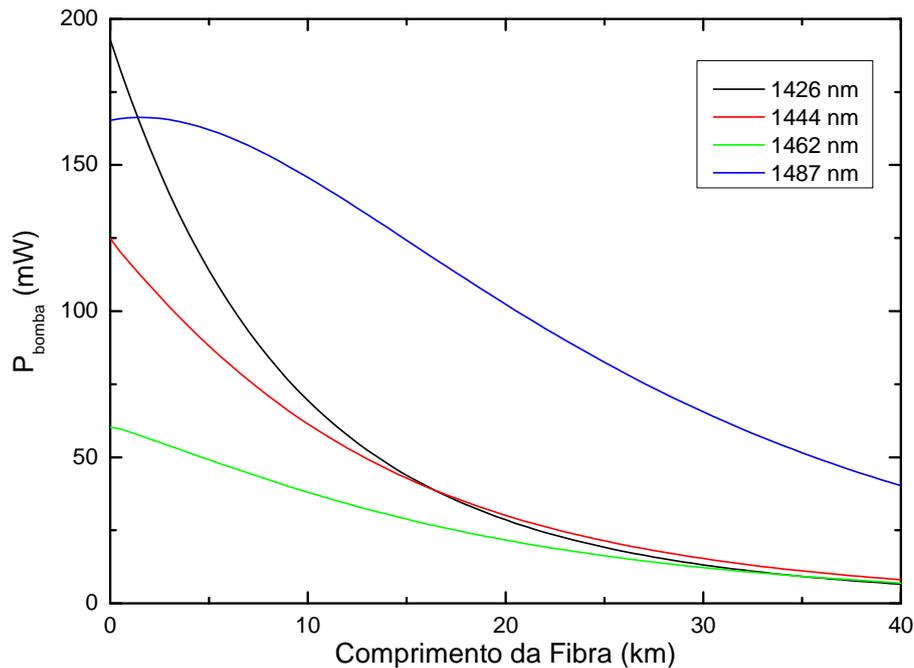


Figura 4.11: Propagação das potências dos laser de bombeamento ao longo do comprimento da fibra óptica de 40 km para um sistema CWDM com quatro canais. Os lasers de bombeamento estão centradadas em 1426 nm, 1444 nm, 1462 nm e 1487 nm com potências iguais a 192.9 mW, 124.3 mW, 60.8 mW e 165.3 mW, respectivamente.

2. $\Delta\lambda = 20$ nm;
3. $L = 80$ km;
4. $\alpha = 0.2$ dB/km.

Um ganho G_T igual a 16 dB ($80 \text{ km} \times 0.2 \text{ dB/km}$) é necessário para compensar as perdas da fibra óptica e duma largura espectral, $\Delta\lambda$, de 60 nm (3×20 nm) para garantir que todos os canais são amplificados. Ao aumentar o percurso a primeira ideia seria a de aumentar as potências individuais dos lasers de bombeamento. No entanto, porque a potência foi limitada a 200 mW, optou-se a utilizar um maior número de lasers de bombeamento de baixo custo até se obter o resultado necessário. O processo de otimização é iniciado com os três lasers de bombeamento com 100 nm de diferença com os sinais 1451 nm, 1471 nm e 1491 nm. Após tentativa de otimização, observa-se que estes lasers não são suficientes para obter o ganho necessário mantendo a limitação de potência máxima individual de 200 mW. O processo de acréscimo de lasers de bombeamento nas

regiões da curva cujo ganho é menor é iniciado. Este processo é acompanhado de optimização da potência dos lasers também. Por fim chega-se a uma solução possível para este sistema que consiste na utilização de seis lasers de bombeamento com comprimentos de onda iguais a 1427 nm, 1435 nm, 1444 nm, 1450 nm, 1462 nm, 1470 nm, 1487 nm, 1490 nm e 1510 nm com potências iguais a 25 mW, 95.9 mW, 195.5 mW, 149.5 mW, 135.5 mW, 50 mW, 125.5 mW, 65.5 mW, 65.5 mW, respectivamente.

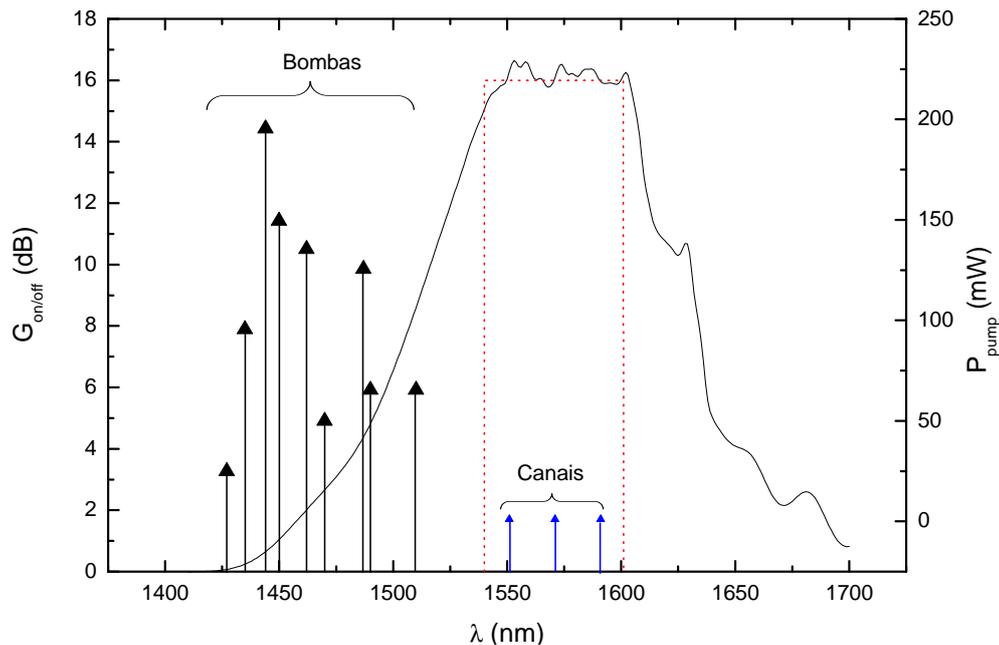


Figura 4.12: Resultado do ganho para um sistema com 80 km, nove lasers de bombeamento e com três canais CWDM, 1551 nm, 1571 nm e 1591 nm. O ganho proveniente da simulação é representado pela linha contínua. O rectângulo tracejado representa o objectivo, as setas menores representam os sinais e as setas maiores são os lasers de bombeamento centrados em 1427 nm, 1435 nm, 1444 nm, 1450 nm, 1462 nm, 1470 nm, 1487 nm, 1490 nm e 1510 nm com potências iguais a 25 mW, 95.9 mW, 195.5 mW, 149.5 mW, 135.5 mW, 50 mW, 125.5 mW, 65.5 mW, 65.5 mW, respectivamente.

O resultado obtido pode ser observado na figura 4.12. Onde a linha contínua representa o ganho simulado, as setas menores representam os canais, as setas maiores representam os lasers de bombeamento e o rectângulo tracejado representa o ganho objectivo. Neste projecto obteve-se um valor de D_g igual a 0.3 dB e de R_s igual a 0.9 dB, mantém-se dentro do limite proposto, menor que 1 dB. Estes valores poderiam ser reduzidos se fosse utilizado um maior número de lasers de bombeamento. A figura 4.13 mostra a propagação das potências dos lasers de bombeamento ao longo do

comprimento da fibra. Observa-se que os dois lasers de comprimento de onda maiores, 1490 nm (amarelo escuro) e 1510 nm (roxo), foram os que sofreram a menor atenuação e o de menor comprimento de onda, 1427 nm (verde), foi o que sofreu mais atenuação.

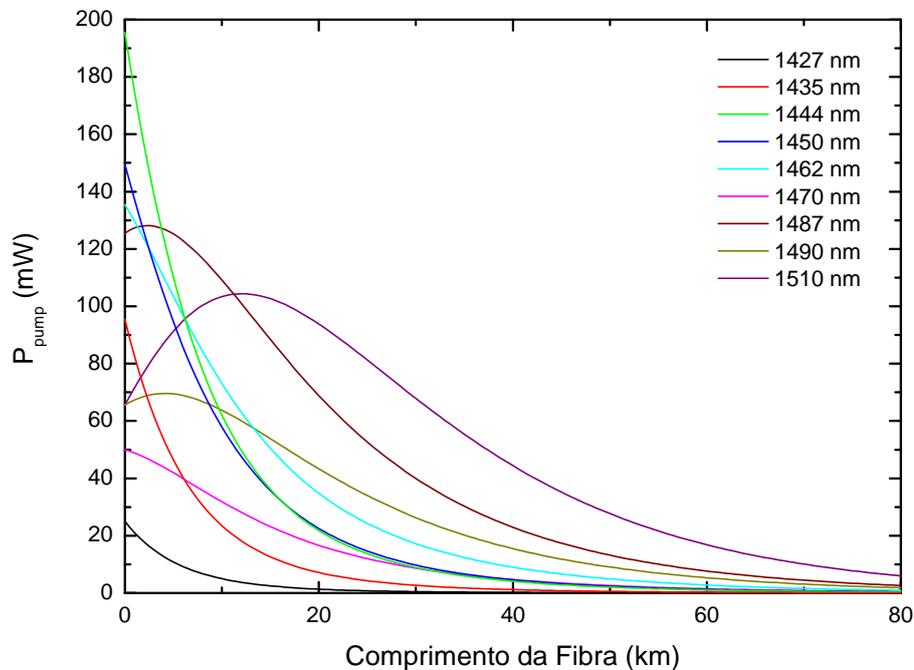


Figura 4.13: Propagação das potências dos lasers de bombeamento ao longo do comprimento da fibra óptica de 80 km para um sistema CWDM com três canais. Os lasers de bombeamento estão centradas em 1427 nm, 1435 nm, 1444 nm, 1450 nm, 1462 nm, 1470 nm, 1487 nm, 1490 nm e 1510 nm com potências iguais a 25 mW, 95.9 mW, 195.5 mW, 149.5 mW, 135.5 mW, 50 mW, 125.5 mW, 65.5 mW, 65.5 mW, respectivamente.

Estes projectos foram idealizados com o propósito de suprir as necessidades de sistemas CWDM. Isto não impede que os mesmos sistemas sejam utilizados em sistemas com maior densidade de canais como os sistemas DWDM. Por exemplo, o amplificador idealizado para quatro canais CWDM, 80 nm de largura, pode ser utilizado para transmitir um máximo de 100 canais DWDM espaçados de 0.8 nm. Tem-se que ter em conta que os sistemas DWDM normalmente são utilizados para longas distâncias, centenas de quilómetros, pelo menos, e portanto o amplificador de Raman deveria estender o comprimento de actuação. Para tal pode-se aumentar o número de lasers de bombeamento ou aumentar as potências dos lasers de bombeamento.

Com estas extrapolações, chega-se a conclusão que a complexidade, número de

lasers de bombeamento a serem otimizados, e o custo do projecto aumentam com o número de canais necessários e com a distância de propagação.

Alguns sistemas existentes têm componentes que podem ser utilizados para melhorar o desempenho do amplificador de Raman, sem aumentar o custo do projecto. Por exemplo, a disponibilidade de EDFAs ou os SOAs pode aumentar a largura de banda do amplificador de Raman, bem como o valor do ganho deste. Outra hipótese seria a amplificação com DCF, cuja forte característica não-linear pode realçar sensivelmente os efeitos do amplificador de Raman, visto que o coeficiente do ganho de Raman $g_R(\Delta\nu)$ para uma fibra DCF é uma ordem de grandeza maior que para uma SMF.

4.5 Conclusões

Neste capítulo foi mostrado que o modelo desenvolvido e descrito no capítulo anterior pode ser utilizado no dimensionamento de amplificadores de Raman com múltiplos canais e múltiplos lasers de bombeamento.

Um protótipo de um amplificador de Raman para um sistema CWDM com três canais com três lasers de bombeamento foi projectado e implementado com sucesso. A curva do ganho apresenta um máximo desvio entre o objectivo e o simulado igual a 1 dB. A curva do ganho do protótipo tem largura igual a 60 nm e ganho igual a 9 dB.

Através de simulação, é observado que o aumento do número de canais transmitidos e o aumento da distância de propagação faz com que exista a necessidade de um maior número de lasers de bombeamento no sistema. Quando o amplificador passa a transmitir 4 canais em vez de 3, nas simulações foi obtido que o número de lasers de bombeamento deveria aumentar para 4. Ao aumentar o comprimento da fibra de 40 km para 80 km, é obtido que o número de lasers de bombeamento passa de 3 para 9. A distância de propagação têm maior impacto devido à atenuação e aos comprimentos de onda dos lasers, que sofrerão maior ou menor interacção dependendo da sua localização espectral.

Referências

- [1] “ITU-T G.694.1, spectral grids for WDM applications: DWDM wavelength grid,” 2002.
- [2] “ITU-T G.694.2, spectral grids for WDM applications: CWDM wavelength grid,” 2002.
- [3] H.-J. Thiele and M. Nebeling, *Coarse Wavelength Division Multiplexing - Technologies and Applications*. Boca Raton - FL - USA: CRC Press, 2007.
- [4] P. Iannone and K. Reichmann, “In-service upgrade of an amplified 130-km metro CWDM transmission system using a single LOA with 140-nm bandwidth,” in *OFC 2003 - Optical Fiber Communication Conference 2003*, 2003, pp. 548–550.
- [5] M. C. Fugihara and A. N. Pinto, “Low-cost Raman amplifier for CWDM systems,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 50, no. 2, pp. 297–301, 2008.
- [6] S. Park, R. Leavitt, R. Enck, V. Luciani, Y. Hu, P. J. S. Heim, D. Bowler, and M. Dagenais, “Semiconductor optical amplifier for CWDM operating over 1540-1620 nm,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 5, pp. 980–982, 2005.
- [7] M. C. Fugihara and A. N. Pinto, “Low-cost L-band Raman amplifier for CWDM systems,” in *IEEE/LEOS Summer Topical Meeting*, 2008, pp. 21–23.
- [8] K. C. Reichmann, P. P. Iannone, X. Zhou, N. J. Frigo, and B. R. Hemenway, “240-km CWDM transmission using cascaded SOA Raman hybrid amplifiers with 70-nm bandwidth,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 2, pp. 328–330, 2006.
- [9] J. B. Rosolem, A. A. Juriollo, R. Arradi, A. D. Coral, J. C. R. F. de Oliveira, and M. A. Romero, “S-C-L triple-band double-pass Erbium-doped silica fiber amplifier with an embedded DCF module for CWDM applications,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 10, pp. 3691–3697, 2006.
- [10] N. Antoniades, K. C. Reichmann, P. P. Iannone, N. J. Frigo, A. M. Levine, and I. Roudas, “The impact of polarization-dependent gain on the design of cascaded semiconductor optical amplifier CWDM systems,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 20, pp. 2099–2101, 2006.
- [11] P. P. Iannone, H. H. Lee, K. C. Reichmann, X. Zhou, M. Du, B. Pálsdóttir, K. Feder, P. Westbrook, K. Brar, J. Mann, and L. Spiekman, “Four extended-reach TDM PONs

- sharing a bidirectional hybrid CWDM amplifier,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 1, pp. 138–143, 2008.
- [12] J. B. Rosolem, A. A. Juriollo, M. A. D. Santos, and M. A. Romero, “Comparative analysis of triple band S-C-L Erbium-doped fibre and semiconductor optical amplifier for CWDM applications,” *IET Optoelectronics*, vol. 2, no. 3, pp. 115–121, 2008.
- [13] T. Miyamoto, M. Tanaka, J. Kobayashi, T. Tsuzaki, M. Hirano, T. Okuno, M. Kakui, and M. Shigematsu, “Highly nonlinear fiber-based lumped fiber Raman amplifier for CWDM transmission systems,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 11, pp. 3475–3483, 2005.
- [14] H. H. Lee, P. P. Iannone, K. C. Reichmann, J. S. Lee, and B. Pálsdóttir, “A C/L-band gain-clamped SOA-Raman hybrid amplifier for CWDM access networks,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no. 3, pp. 196–198, 2008.
- [15] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers Principles and Applications*. New York - NY - USA: John Wiley & Sons, 1994.
- [16] Y. Emori, K. Tanaka, and S. Namiki, “100 nm bandwidth flat-gain Raman amplifiers pumped and gain-equalised by 12-wavelength-channel WDM laser diode unit,” *Electronics Letters*, vol. 35, no. 16, pp. 1355–1356, 1999.
- [17] Alcatel and Lucent, “Optical fibre submarine networks,” <http://www1.alcatel-lucent.com/submarine/refs/index.htm>, Março 2009.

Capítulo 5

Efeito Transitório

Os amplificadores de Raman têm vindo a ser cada vez mais utilizados na amplificação de sistemas WDM. A sua versatilidade no deslocamento da curva do ganho, no espectro de comprimentos de onda, e a possibilidade do ajuste dos valores da curva do ganho, são razões pelas quais estes amplificadores são interessantes. No entanto, para projectar um amplificador para sistemas WDM, deve-se levar em conta a adição e remoção de canais. A adição e remoção de canais em sistemas WDM pode ser acidental, por exemplo, devido à quebra de uma fibra seguida de reencaminhamento dos canais por outro percurso; ou devido à própria característica do sistema, canais desnecessários num determinado tempo são desligados e ligados novamente quando forem necessários. Uma preocupação surge com as alterações abruptas na potência dos canais sobreviventes nestes sistemas. Esta alteração abrupta na potência dos canais sobreviventes é usualmente conhecida como efeito transitório. Neste capítulo é apresentado um modelo capaz de descrever o efeito transitório. Este modelo é validado com resultados experimentais.

Este capítulo está dividido em cinco secções. Na secção 5.1 é feita uma introdução ao efeito transitório em amplificadores de Raman; na secção 5.2 é descrito o modelo utilizado neste trabalho; na secção 5.3 o modelo é validado experimentalmente, na secção 5.4 é realizada uma análise dos efeitos transitórios do protótipo do amplificador de Raman para um sistema CWDM descrito no capítulo 4 e na secção 5.5 são apresentadas as conclusões.

5.1 Introdução

Uma das preocupações no projecto de amplificadores para sistemas WDM é a largura de banda da curva do ganho, que tem que ser suficientemente extensa para suportar os canais transmitidos, outra é a uniformidade desta curva de tal forma que todos os canais tenham o mesmo ganho. Em EDFAs estas condições são controladas através do nível de dopagem da fibra utilizada, em amplificadores semicondutores, SOAs, isto ocorre através da escolha dos semicondutores apropriados, e em amplificadores de Raman este controlo ocorre através das características dos lasers de bombeamento utilizados. Outro problema que requer atenção, é a variação da potência dos canais sobreviventes à saída da ligação óptica quando alguns dos canais são adicionados ou removidos do sistema. Esta variação da potência dos canais sobreviventes é chamada efeito transitório.

O efeito transitório é comum nos sistemas de comunicações ópticas actuais, especialmente nos sistemas WDM. As três situações mais comuns para o surgimento do efeito transitório em sistemas opticamente amplificados são:

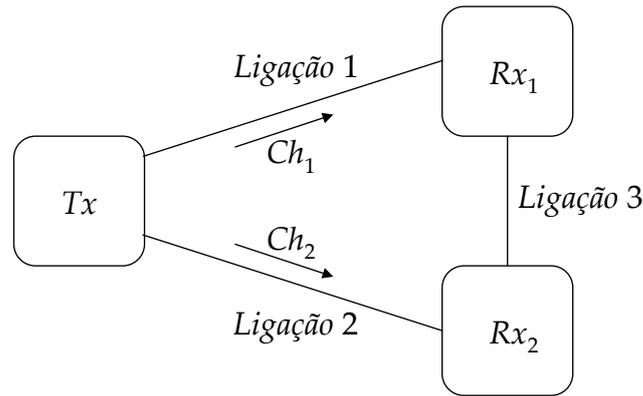
- falha na transmissão de um canal devido ao corte da fibra óptica, ver figura 5.1;
- reconfiguração dinâmica do sistema, alguns canais deixam de ser transmitidos porque não são necessários naquele momento ou porque são redireccionados;
- sistemas a funcionar por transmissão de pacotes, onde existem intervalos de tempo entre um pacote e outro suficientemente longos para que o amplificador óptico possa alterar significativamente o ganho do sistema.

Em qualquer uma das situações citadas o resultado é o mesmo: alteração da potência do canal sobrevivente. Em amplificação óptica, cada canal é amplificado segundo à sua posição espectral. No entanto, o ganho disponível para a amplificação de cada canal depende do número de canais transmitidos. Esta relação não é linear, mas pode-se afirmar que, quanto maior o número de canais transmitidos, menor será o ganho de cada canal individualmente. Diminuindo o número de canais transmitidos o ganho aumentará. Assim, se inicialmente temos x canais a serem transmitidos, quando o número de canais transmitidos for reduzido para $x - n$, estes canais passarão a experimentar

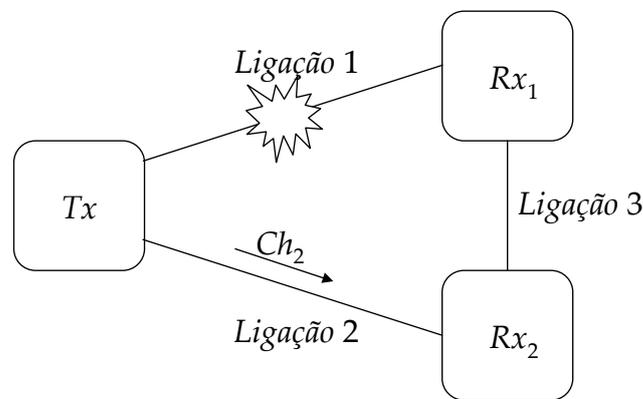
uma maior amplificação devido à remoção dos n canais. A variação das potências dos canais faz com que as degradações devido aos efeitos transitórios variem também ao longo do tempo, o que torna mais complicada a sua mitigação. Na figura 5.2 pode-se observar o transitório resultante da adição e remoção de um canal. Inicialmente todos os canais são transmitidos com um determinado nível de potência, na figura 5.2 identificado como Nível 1. No tempo igual a t_1 o canal 1 é removido, figura 5.2a, o nível da potência cai para o Nível 0, e o canal 2, canal sobrevivente, experimenta um aumento no nível de potência, identificado como Nível 2, figura 5.2b. No tempo t_2 o canal 1 é adicionado novamente, figura 5.2a, e a potência do canal sobrevivente retorna ao nível original, figura 5.2b.

Estudos do efeito transitório em sistemas que utilizam EDFAs, são conhecidos [1], [2]. Em [2] os autores analisam um sistema com oito canais WDM onde verificaram o efeito transitório no canal sobrevivente quando da adição e remoção de um canal, quatro canais e sete canais. Os autores observaram que o tempo de subida do transitório foi igual a $29 \mu s$, $34 \mu s$ e $52 \mu s$ quando retiravam um, quatro ou sete canais, respectivamente. Em [1], os autores apresentam resultados do efeito transitório para um sistema de transmissão por pacotes. O sistema tem três canais amplificados por cinco EDFAs concatenados, intercalados por atenuadores que representam as perdas da fibra óptica. Os três canais têm potências iguais e os seus comprimentos de onda são tais que os EDFAs amplificam-nos com aproximadamente o mesmo ganho. Um sinal contínuo é utilizado na monitoria do efeito transitório. Oscilações substanciais na potência do canal sobrevivente foram observadas. Quando os três canais são desligados, a potência máxima do canal sobrevivente é de 5.24 dBm; quando um canal é ligado a potência diminuiu para 3.35 dBm; com dois canais ligados para 2.17 dBm e quando os três canais são ligados, para 1.28 dBm.

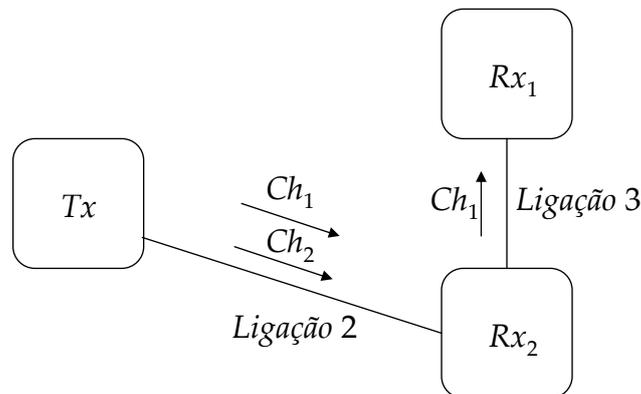
Em amplificadores de Raman este efeito também é observado [3] - [20]. O efeito tem menor intensidade que em sistemas amplificados por EDFAs devido ao facto destes amplificadores, usualmente terem maior ganho que os amplificadores de Raman. Os trabalhos têm se concentrado na modelação do efeito transitório devido à amplificação de Raman. Em [4] os autores obtêm o efeito transitório utilizando uma DCF. A montagem utiliza uma fibra DCF de 15.6 km com dois lasers de bombeamento con-



(a) Sistema inicial

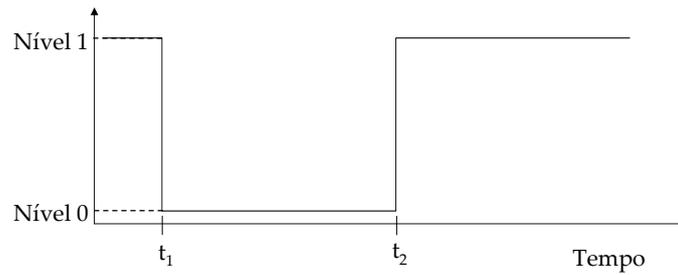


(b) Corte da ligação

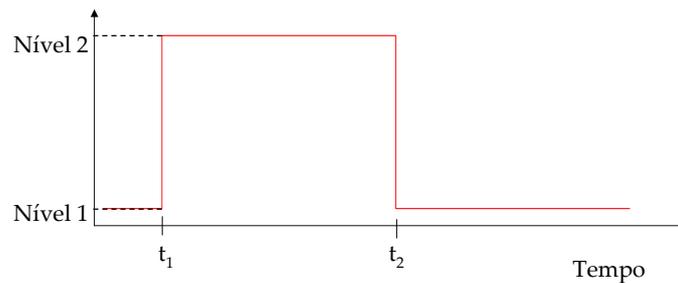


(c) Reencaminhamento

Figura 5.1: Num sistema inicial, figura 5.1a, um transmissor Tx envia um canal Ch_1 por uma *Ligação 1* para o receptor Rx_1 e um Ch_2 por uma *Ligação 2* para o Rx_2 . Numa segunda situação, figura 5.1b, a *Ligação 1* é cortada deixando de transmitir Ch_1 . O canal Ch_1 é reencaminhado pela *Ligação 2* e chega ao Rx_1 pela *Ligação 3*, figura 5.1c. Se a *Ligação 2* tem amplificação, o Ch_2 irá apresentar alteração no seu ganho devido à presença do Ch_1 , esta alteração do ganho do Ch_2 ao longo do tempo é o chamado efeito transitório.



(a) Canal 1 - Add/drop



(b) Canal 2 - Sobrevivente

Figura 5.2: Efeito transitório. Até o instante $t = t_1$, todos os canais estão presentes e as potências dos canais estão num determinado Nível 1. No instante $t = t_1$, um dos canais é removido (desligado) como mostra 5.2a até o instante $t = t_2$. Neste intervalo de tempo o canal sobrevivente sofre um aumento na intensidade devido ao ganho disponibilizado pelo desligamento do canal 1, subindo do Nível 1 para o Nível 2, como mostra 5.2b. Em $t = t_2$ o canal volta a ser ligado novamente e todas as intensidades retornam ao Nível 1.

tra-propagantes, 1430 nm e 1480 nm com 108 mW e 184 mW, respectivamente. Neste trabalho é usado um laser modulado através de uma onda quadrada para representar a adição e remoção do canal, centrado em 1575 nm, e um laser contínuo para monitoria, centrado em 1552.1 nm. O transitório obtido experimentalmente foi de 0.45 dB, com um tempo de subida igual a 25 μ s. Em [14] os mesmos autores apresentam a descrição de um modelo para o efeito transitório através do método APA, como o que é utilizado neste capítulo. O mesmo grupo mostra uma análise do efeito transitório num sistema em cascata [12], sendo apresentados resultados experimentais e numéricos para cada estágio de amplificação. Em cada estágio é observado um aumento de 1 dB no nível do transitório do canal sobrevivente. Em [17] os autores mostram uma redução no efeito transitório utilizando a monitoria do ganho de dois canais. Com base na monitoria destes canais, 1532.68 nm e 1558.17 nm, os valores das potências de dois lasers de bombeamento, 1430 nm e 1450 nm, são ajustados de forma a manter o ganho cons-

tante. O resultado obtido foi que, ao retirar 38 canais, sem o sistema de controlo o ganho dos canais sobreviventes aumentava em 1.5 dB, com o sistema de controlo este aumento foi reduzido para 0.2 dB. Esta redução no aumento do ganho fez com que o efeito transitório dos canais sobreviventes também fosse reduzido.

5.2 Modelo Dinâmico do Amplificador

No capítulo 3 foi apresentado um modelo para o amplificador de Raman para o regime estacionário cuja resolução era feita utilizando o método APA. Neste capítulo o modelo é adaptado de forma a representar o comportamento dinâmico do mesmo amplificador. O sistema de equações de propagação é similar ao utilizado anteriormente, com a diferença do termo que caracteriza o comportamento temporal dos sinais. Considerando o efeito temporal, a evolução no espaço e no tempo das potências podem ser descritas por

$$\frac{\partial P_k^\pm(z, t)}{\partial z} \mp \underbrace{\frac{1}{v_{g,k}} \frac{\partial P_k^\pm(z, t)}{\partial t}}_{\text{componente temporal}} = \mp \alpha_k P_k(z, t) \pm \sum_{j \neq k, j=1}^N g_{kj} [P_j^\pm(z, t) + P_j^\mp(z)] P_k^\pm(z, t), \quad (5.1)$$

onde $v_{g,k}$ é a velocidade de grupo do sinal k . A solução numérica para o sistema de equações formado por 5.1 é dividida em duas etapas [14]

- solução da distribuição estacionária das potências de todos os sinais, incluindo os sinais que contêm informação e os lasers de bombeamento, ao longo da fibra óptica;
- determinação da evolução temporal de toda a distribuição estacionária obtida no item anterior, tendo em conta os sinais que são adicionados e removidos ao longo do tempo.

Inicialmente, o amplificador é dividido em M secções de tamanho Δz . Os sinais evoluem pela fibra de secção em secção terminando a fibra num tempo igual a $\tau = L/v_g$, onde L é o comprimento da fibra óptica. O processo da evolução das potências dos sinais ao longo da fibra no regime estacionário foi descrito com detalhe no capítulo

3. Se o tempo total de propagação ao longo da fibra for igual a τ , observa-se que para o sinal se deslocar de uma secção para a outra, ele irá precisar de um tempo de propagação Δt igual a $\Delta t = \tau/M$. Este Δt está relacionado com Δz através de $\Delta z = v_g \Delta t$ [18]. Esta relação garante que cada deslocamento no tempo Δt implica um deslocamento no espaço Δz . Se estes intervalos, Δt e Δz , são suficientemente pequenos, pode-se considerar a distribuição de potência nestes intervalos constante (princípio do funcionamento da resolução pelo método APA), assim a propagação da potência óptica do sinal no tempo e no espaço pode ser descrita como [18]

$$\begin{aligned} P_k^+(z_{m+1}, t_{n+1}) &= P_k^+(z_m, t_n)G(z_m, t_n), \\ P_k^-(z_{m+1}, t_{n+1}) &= P_k^-(z_m, t_n)/G(z_m, t_n), \end{aligned} \quad (5.2)$$

onde m e n representam o número da secção no espaço e no tempo, respectivamente. $G(z_m, t_n)$ representa o ganho na secção z_m no tempo t_n .

A solução do problema para o regime dinâmico tem início depois da obtenção da distribuição espacial obtida no sistema estacionário. Esta distribuição da potência do sinal é a potência inicial da distribuição dinâmica, ou seja, a potência quando $t = 0$. Para obter os valores das potências ao longo do tempo, observa-se que os critérios são os mesmos que para a solução estacionária, a diferença é que nesta parte da simulação, um Δz propagado implica num Δt correspondente.

A propagação temporal ocorre de forma tal que, um sinal S_1 no tempo $t = 0$ é incrementado por Δt , desloca-se no comprimento da fibra para a secção 2 e sofre as interações devido aos sinais presentes na secção 1. No instante $2\Delta t$ o sinal desloca-se para a secção 3 com as devidas interações dos sinais na secção 2. Este processo ocorre até o fim da fibra óptica. Cada sinal, incluem-se lasers de bombeamento, passam pelo mesmo processo. As potências dos sinais a serem modulados são multiplicadas pela onda quadrada para simular a evolução do sinal ao longo do tempo. Esta evolução representa, então, a adição ou a remoção de canais do sistema óptico.

5.3 Validação Experimental

Nesta secção são mostrados os resultados das medições do efeito transitório em amplificadores de Raman. Estas medições têm como objectivo observar o efeito transitório e verificar se os resultados obtidos em simulação podem ser utilizados na sua representação. As experiências foram realizadas utilizando duas montagens experimentais: 1) com um troço de fibra óptica e um laser de bombeamento contra-propagante e 2) dois troços de fibra óptica com múltiplos lasers de bombeamento contra-propagantes. As experiências foram realizadas com a configuração contra-propagante para evitar que o ruído em excesso, existente na configuração co-propagante, prejudicasse a observação do fenómeno. Assim, as experiências foram divididas como segue e a configuração de cada uma pode ser observada na figura 5.3:

1. Ao utilizar um laser de bombeamento e um troço de fibra óptica, ver figura 5.3a
 - quando a fibra óptica é uma SMF;
 - quando a fibra óptica é uma DCF.
2. Ao utilizar múltiplos lasers de bombeamento e mais de um troço de fibra óptica com características distintas
 - quando um troço de fibra DCF é seguido por um troço de fibra SMF, ver figura 5.3b;
 - quando um troço de fibra SMF é seguida por um troço de fibra DCF, ver figura 5.3c.

5.3.1 Transitório com um Laser de Bombeamento

A figura 5.4 mostra a montagem experimental mais detalhada utilizada nesta experiência. Nesta experiência utiliza-se apenas um laser de bombeamento P e um único troço de fibra óptica. Ch_1 é um laser ECL a operar em modo contínuo centrado em 1551 nm com potência igual a 1.89 mW à entrada da fibra óptica. Este representa o canal sobrevivente a ser utilizado para a observação do efeito transitório devido à

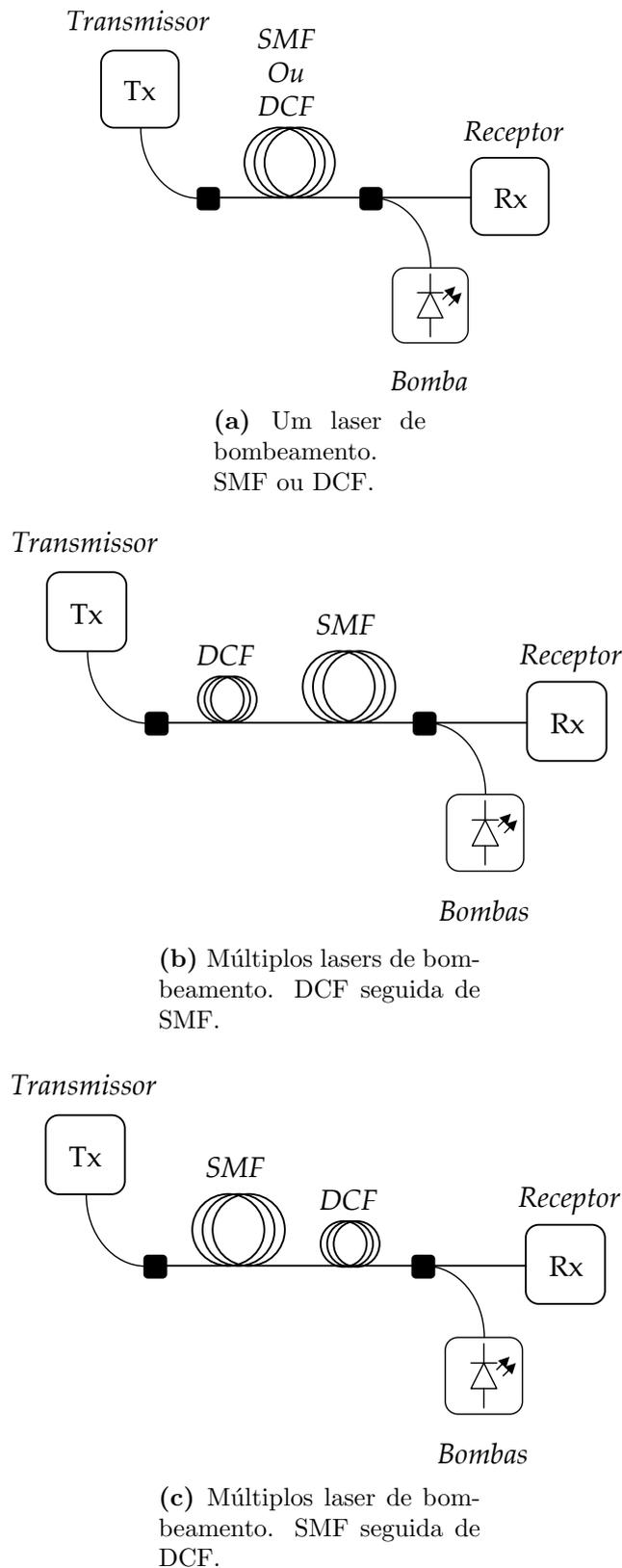


Figura 5.3: Experiências realizadas neste capítulo. 5.3a mostra a experiência com um único laser de bombeamento e um único troço de fibra. A figura 5.3b e 5.3c mostram as experiências com múltiplos lasers de bombeamento e dois troços de fibra, uma DCF seguida de uma SMF e uma SMF seguida de uma DCF, respectivamente.

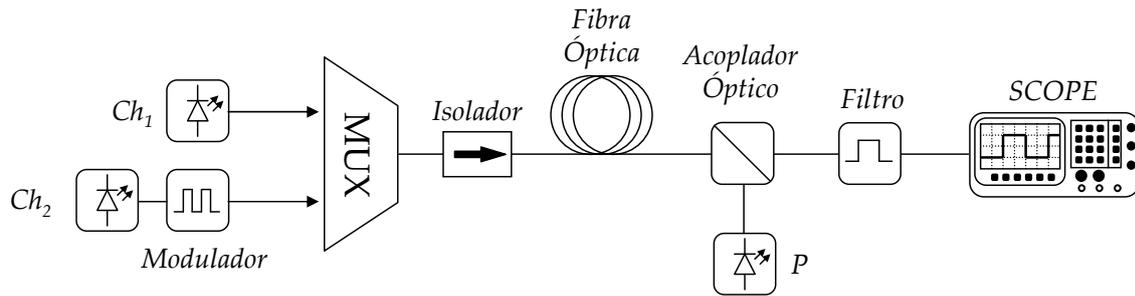


Figura 5.4: Montagem experimental utilizada na obtenção do efeito transitório utilizando um trecho de fibra óptica. Ch_1 é um laser a operar em modo contínuo centrado em 1551 nm e Ch_2 é um laser modulado por uma onda quadrada de 250 Hz para representar a adição e remoção de canais. O MUX é um acoplador WDM, a fibra óptica pode ser uma SMF de 40 km ou uma DCF de 5 km. P é o laser de bombeamento utilizado centrado em 1487 nm. O filtro separa apenas o canal sobrevivente, 1551 nm para ser observado no osciloscópio.

amplificação de Raman. Ch_2 é um laser ECL centrado em 1600 nm e potência igual a 4 mW à entrada da fibra óptica, modulado por uma onda quadrada com frequência igual a 250 Hz para simular a adição e remoção do canal. Esta modulação produz um sinal quadrado no domínio do tempo com um período T igual a 4 ms. Os lasers ECL são da marca Nettekst. Estes sinais são acoplados entre si por um multiplexador óptico, MUX. Nesta parte da experiência utiliza-se apenas um trecho de fibra óptica: inicialmente uma SMF da marca Corning de 40 km de comprimento e 0.2 dB/km de perdas na janela dos 1550 nm, e, em seguida, uma DCF da Sumitomo com 5 km de comprimento e atenuação de 0.9 dB/km na janela dos 1550 nm. Nesta parte da validação é utilizado apenas um laser de bombeamento, P , na configuração contra-propagante com comprimento de onda igual a 1487 nm. Um filtro é utilizado antes do osciloscópio para extrair apenas o canal sobrevivente, Ch_1 , para observação. O efeito transitório do canal Ch_1 é observado num osciloscópio da marca HP modelo 54610B. Os resultados para as duas configurações são mostrados a seguir.

a) Com uma SMF

Nesta parte da experiência foi utilizada uma fibra SMF na montagem mostrada na figura 5.4. A potência do laser de bombeamento P centrado em 1487 nm foi igual a 318 mW proporcionando um ganho igual a 8 dB para o canal Ch_2 . A intensidade do

efeito transitório do canal Ch_1 devido ao canal Ch_2 foi medida à saída da fibra óptica. O resultado da experiência pode ser observado na figura 5.5, a preto. Na mesma figura é mostrado o resultado simulado, a vermelho. Os resultados da simulação estão de acordo com os resultados experimentais. O tempo de subida do transitório obtido experimentalmente é igual a $450 \mu\text{s}$ e o obtido através de simulação é igual a $454 \mu\text{s}$. Estes resultados correspondem a uma variação percentual de 0.88% . O tempo de descida do transitório experimental é igual a $360 \mu\text{s}$ e para o transitório simulado é de $362 \mu\text{s}$, que corresponde a uma variação de 0.55% . O atraso na resposta transitória do canal Ch_1 em relação à remoção do canal Ch_2 é igual a $137.2 \mu\text{s}$. Este atraso é o tempo que Ch_1 demora a reagir com a remoção de Ch_2 . Portanto, se o canal Ch_2 é removido no tempo igual a 2 ms , isto significa que o canal Ch_1 vai reagir a este efeito aumentando a sua intensidade, no tempo igual a 2.1372 ms .

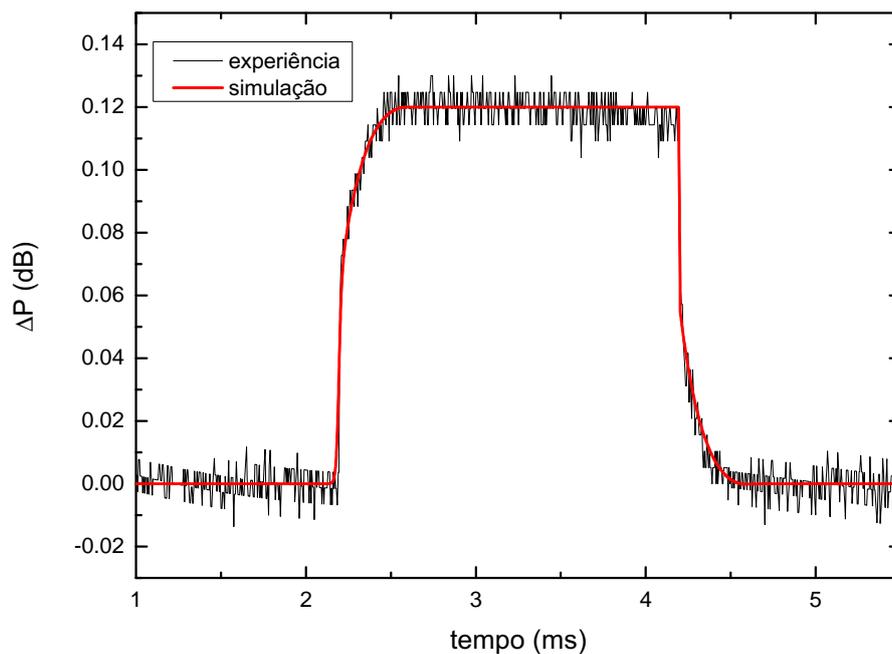


Figura 5.5: Resultado do efeito transitório para uma SMF. A linha a preto representa o resultado experimental e a linha a vermelho o resultado simulado para o transitório do canal sobrevivente Ch_1 centrado em 1551 nm .

b) Com uma DCF

Nesta parte da experiência foi utilizada uma fibra DCF. O laser de bombeamento P , centrado em 1487 nm , agora tem potência igual a 169 mW para obter 8 dB de ganho

para o canal Ch_2 , valor igual ao obtido pela montagem com a SMF. A variação da intensidade do canal Ch_1 no domínio do tempo foi medida à saída da fibra com osciloscópio. O resultado das medições pode ser observado na figura 5.6, a preto. Os resultados obtidos através de simulação também são apresentado na mesma figura, a vermelho. Os resultados experimentais estão de acordo com a simulação para esta situação também. O tempo de subida do transitório experimental foi igual a $180 \mu\text{s}$ e do transitório simulado foi igual a $182 \mu\text{s}$, correspondendo a uma diferença percentual de 1.10%. Para a descida o valor experimental obtido foi $86 \mu\text{s}$ e para a simulação, $86.5 \mu\text{s}$, com uma diferença percentual de 0.58%. Com a DCF não observou-se atraso na resposta transitória do canal Ch_1 em relação à remoção do canal Ch_2 . Isto devido ao facto desta fibra ser muito mais curta.

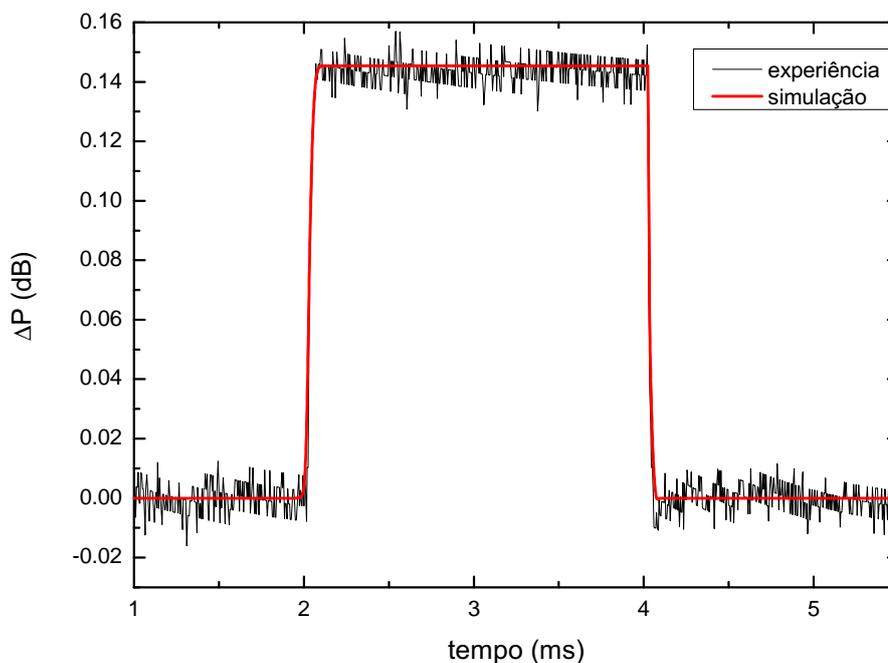


Figura 5.6: Resultado do efeito transitório para uma DCF. A linha a preto representa o resultado experimental e a linha a vermelho o resultado simulado para o transitório do canal sobrevivente Ch_1 centrado em 1551 nm.

Foi verificado então que para um sistema com um único laser de bombeamento e um único troço de fibra óptica, os resultados são coerentes com máxima diferença nos tempos de subida e descida do transitório igual a 1.1%. A tabela 5.1 resume os resultados desta experiência.

Característica	SMF	DCF
Comprimento da fibra	40 km	5 km
Potência do laser de 1487 nm	318 mW	169 mW
Tempo de subida	experimental = 450 μ s teórico = 454 μ s	experimental = 180 μ s teórico = 182 μ s
Tempo de descida	experimental = 360 μ s teórico = 362 μ s	experimental = 86 μ s teórico = 86.5 μ s

Tabela 5.1: Resultados das características dos transitórios obtidos para o sistema da figura 5.4 utilizando uma smf e uma dcf.

5.3.2 Transitório com Múltiplos Lasers de Bombeamento

Nesta parte da experiência são utilizados dois troços distintos de fibra óptica numa mesma montagem experimental, com múltiplos lasers de bombeamento. O objectivo desta experiência é de compensar as perdas causadas pelos dois troços de fibra óptica, otimizando as características dos lasers de bombeamento do sistema. Como cada troço de fibra óptica tem diferentes valores para o coeficiente do ganho de Raman, $g_R(\Delta\nu)$, as características dos lasers de bombeamento serão diferentes para cada configuração de fibras. A montagem experimental mais detalhada é mostrada na figura 5.7. Os canais Ch_1 e Ch_2 são os mesmos descritos na experiência anterior para um único troço de fibra óptica e um único laser de bombeamento. Duas configurações são utilizadas para a experiência: 1) com a DCF de 5 km na posição 1; 2) com a DCF na posição 2. Os lasers de bombeamento $P_1, P_2 \dots P_n$ são acoplados através de um multiplexador, MUX. O número de lasers de bombeamento é otimizado para cada uma das duas situações. As perdas causadas pela SMF são iguais a 8 dB, resultante de 0.2 dB/km ao longo de 40 km de fibra óptica. As perdas causadas pela DCF estão em torno de 4.5 dB, resultante de 0.9 dB/km ao longo de 5 km de fibra óptica. Portanto, o número de lasers de bombeamento e as suas respectivas potências devem ser tais que, o sistema tenha 12.5 dB de ganho à saída do sistema para compensar todas as perdas causadas por ambos os troços de fibra óptica.

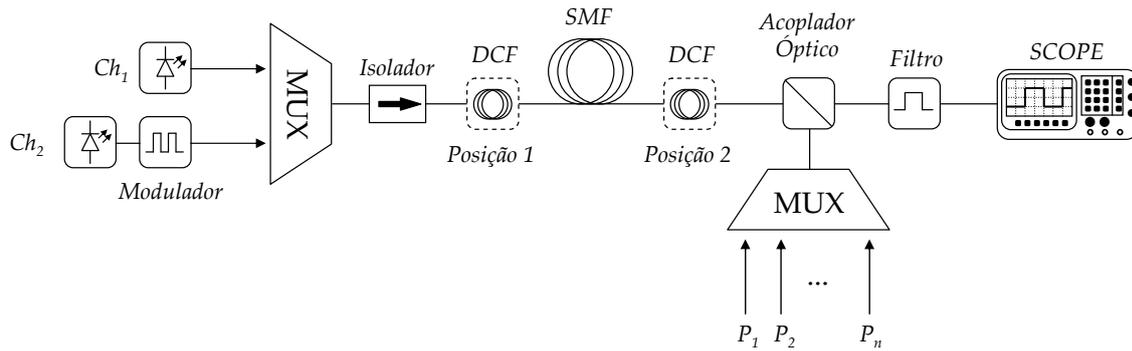


Figura 5.7: Montagem experimental utilizada na obtenção do efeito transitório utilizando um trecho de fibra óptica. Ch_1 é um laser a operar em modo contínuo centrado em 1551 nm e Ch_2 é um laser modulado por uma onda quadrada de 250 Hz para representar a adição e remoção de canais. O MUX é um acoplador WDM, a SMF tem 40 km. Um trecho de 5 km de DCF é utilizado ou na posição 1 ou na posição 2. $P_1, P_2 \dots P_n$ são os lasers de bombeamento a serem utilizados. O filtro separa apenas o canal sobrevivente, 1551 nm para ser observado no osciloscópio.

a) Com uma DCF+SMF

Nesta experiência utiliza-se a fibra DCF na posição 1 como mostra a montagem da figura 5.7. Em outras palavras, a fibra SMF é a que utiliza a maior parte das potências dos lasers de bombeamento na amplificação de Raman. Após simulação para otimizar as características dos lasers de bombeamento necessários, foi verificado que quatro lasers de bombeamento seriam suficientes para fornecer o ganho para compensar as perdas causadas pelas fibras, 12.5 dB. Os comprimentos de onda dos lasers de bombeamento obtidos foram 1426 nm, 1444 nm, 1462 nm e 1487 nm, com potências de 170 mW, 250 mW, 95 mW e 260 mW, respectivamente. Com esta montagem o efeito transitório do canal Ch_1 devido à adição e remoção do canal Ch_2 foi medido no osciloscópio. Na figura 5.8 pode-se observar a sobreposição dos resultados obtidos experimentalmente, a preto, e através de simulação, a vermelho. Os resultados da simulação representam bem os resultados experimentais. O tempo de subida para o resultado experimental foi de $385 \mu\text{s}$ e para o simulado foi de $424 \mu\text{s}$, uma variação percentual de 9.0%. O tempo de descida para o resultado experimental foi igual a $615 \mu\text{s}$ e para o simulado foi de $560 \mu\text{s}$, que foi uma variação de 9.8%. O atraso na resposta transitória do canal Ch_1 em relação à remoção do canal Ch_2 é igual a $180 \mu\text{s}$.

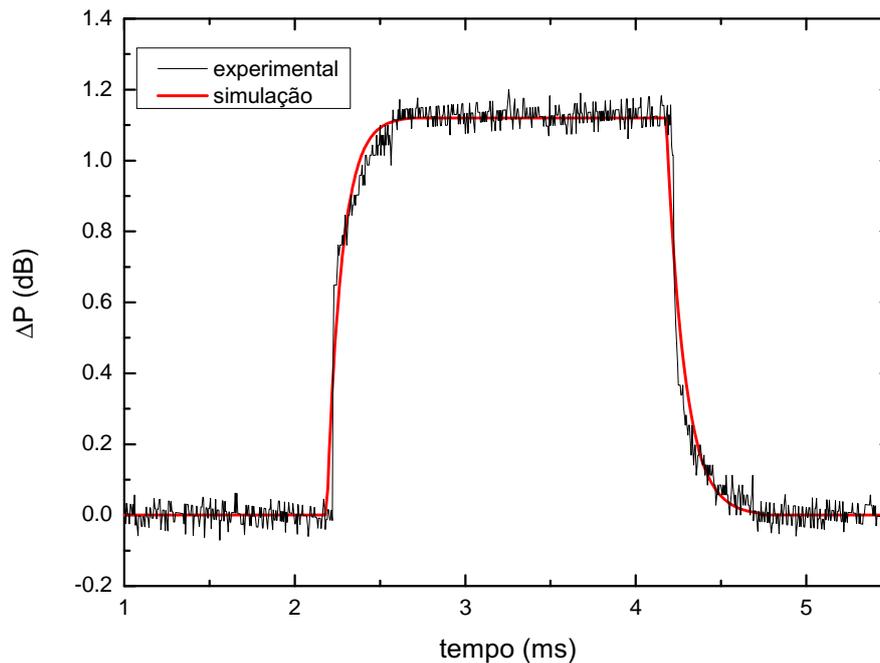


Figura 5.8: Efeito transitório da montagem da figura 5.7 quando a DCF está na posição 1.

b) Com uma SMF+DCF

Nesta parte da experiência utiliza-se a fibra DCF na posição 2 como mostra a montagem da figura 5.7. Agora a fibra DCF é a responsável pela maior contribuição na amplificação de Raman. Nesta situação, foi obtido através de otimização via simulação, que três lasers de bombeamento seriam suficientes para compensar todas as perdas das fibras. Assim, os comprimentos de onda dos lasers de bombeamento obtidos foram 1444 nm, 1462 nm e 1487 nm, com potências iguais a 150 mW, 80 mW e 180 mW, respectivamente. O efeito transitório em Ch_1 é medido para esta situação. O resultado experimental pode ser observado na figura 5.9, a preto. Ainda na figura 5.9 é mostrado o resultado simulado, a vermelho. A comparação mostra que resultados podem ser representados com o simulador com boa aproximação. O tempo de subida experimental para esta configuração foi igual a $215 \mu\text{s}$ e simulado foi igual a $210 \mu\text{s}$, tendo portanto uma diferença de 2.4%. Para o tempo de descida, tem-se para o valor experimental $130 \mu\text{s}$ e para a simulação $140 \mu\text{s}$, tendo uma diferença de 7.7%.

Portanto, verifica-se que a configuração da experiência mostrada na figura 5.7, múltiplos lasers de bombeamento e dois troços de fibra óptica, tem maior desvio entre

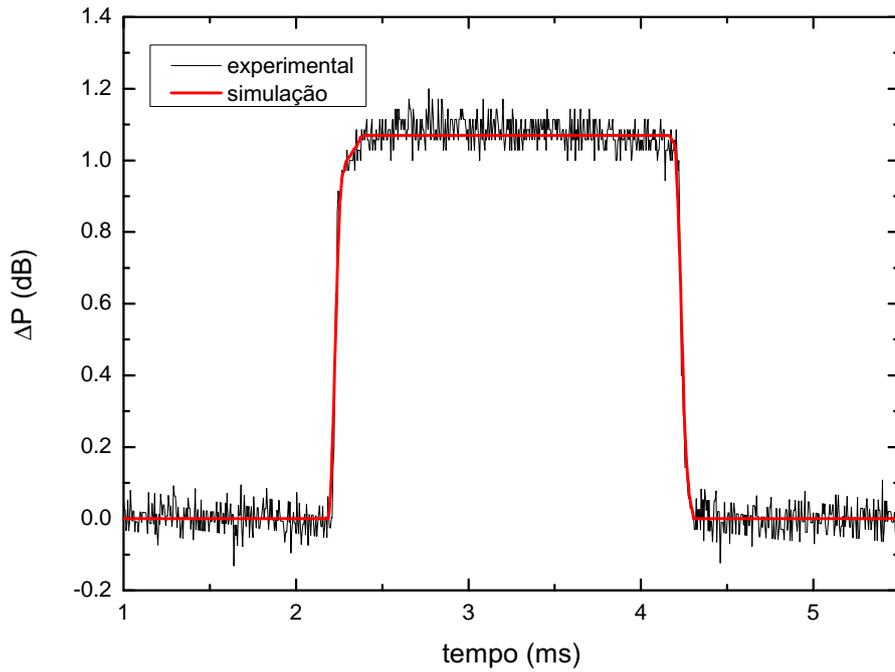


Figura 5.9: Efeito transitório da montagem da figura 5.7 quando a DCF está na posição 2.

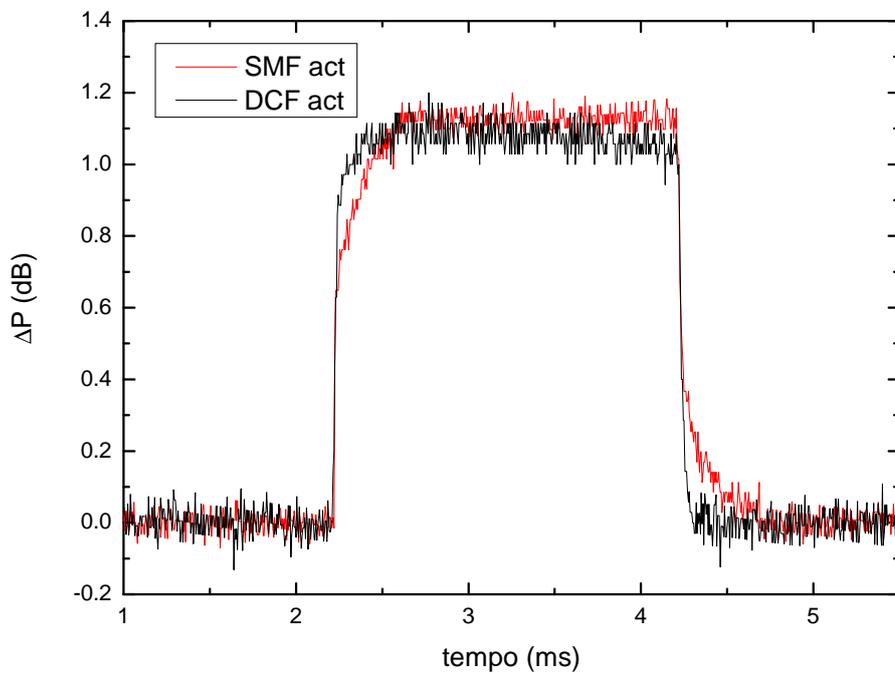


Figura 5.10: Efeito transitório da montagem da figura 5.7 quando a DCF está na posição 2, linha vermelha, e quando a DCF está na posição 1, linha a preto.

Característica	DCF + SMF	SMF + DCF
Lasers de bombeamento	1426 nm/170 mW	1444 nm/150 mW
	1444 nm/250 mW	1462 nm/80 mW
	1462 nm/95 mW	1487 nm/180 mW
	1487 nm/260 mW	
Tempo de subida	experimental = 385 μ s	experimental = 215 μ s
	teórico = 424 μ s	teórico = 200 μ s
Tempo de descida	experimental = 615 μ s	experimental = 130 μ s
	teórico = 560 μ s	teórico = 140 μ s

Tabela 5.2: Resultados dos tempos de subida e descida do transitório para os dois possíveis sistema mostrados na figura 5.7, uma DCF + SMF e uma SMF + DCF.

valores experimentais e simulados que quando se utiliza a configuração da figura 5.4, com apenas um laser de bombeamento e um troço de fibra óptica . Na configuração DCF + SMF os resultados mostram uma diferença no tempo de subida e descida de quase 10%. Os resultados desta parte da experiência são resumidos na tabela 5.2.

Pode-se ainda comparar os resultados do efeito transitório destas duas situações. A figura 5.10 mostra a comparação das duas situações. Pode-se observar que o tempo de subida do transitório é mais rápido quando se utiliza a DCF como meio activo. Pelos resultados da primeira experiência sabe-se que o tempo de subida do transitório é menor para a DCF, portanto, chega-se à conclusão que o tempo do transitório em sistemas com combinações de fibras com características distintas é definido na sua maior parte pela fibra que está mais próxima aos lasers de bombeamento.

5.4 Transitório em Sistemas CWDM

5.4.1 Sistema com Três Lasers de Bombeamento para Três Canais

Nesta parte do capítulo foi feita uma análise do efeito transitório utilizando os resultados obtidos no capítulo 4, onde foi apresentado um protótipo de um amplificador de Raman para um sistema CWDM. A intenção deste estudo é mostrar que mesmo

os sistemas com canais espaçados por grandes diferenças espectrais, neste caso 20 nm, podem apresentar o efeito transitório causado pela característica reconfigurável dos sistemas WDM. O protótipo foi desenhado para transportar três canais, *Ch1*, *Ch2* e *Ch3*, centrados nos comprimentos de onda iguais a 1570 nm, 1590 nm e 1610 nm, respectivamente, ver figura 5.11. Cada canal tem potência igual a 1 mW. *P1*, *P2* e *P3* representam os lasers de bombeamento otimizados pelo modelo matemático. Estes lasers estão centrados em 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm e potências iguais a 150 mW, 180 mW e 150 mW, respectivamente. A fibra óptica é uma SMF com 40 km de comprimento e atenuação em torno de 0.23 dB/km nos comprimentos de onda dos sinais utilizados.

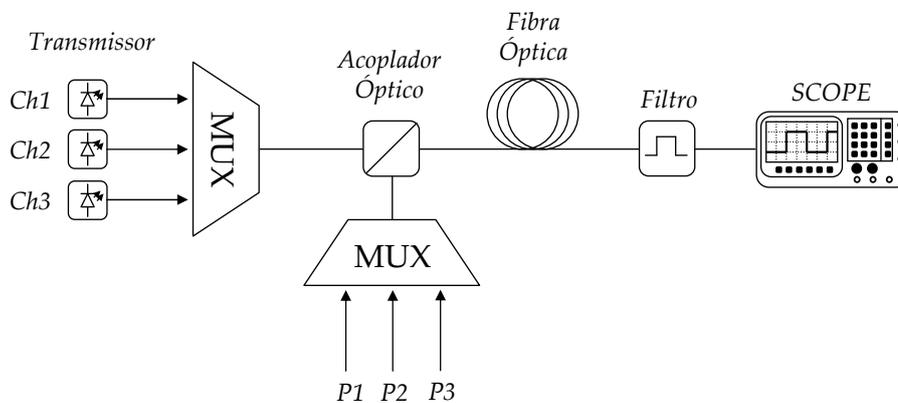


Figura 5.11: Montagem experimental do protótipo do amplificador de Raman desenvolvido no capítulo 3. *Ch1*, *Ch2* e *Ch3* representam os sinais com comprimentos de onda iguais a 1570 nm, 1590 nm e 1610 nm, respectivamente. *P1*, *P2* e *P3* são os laser de bombeamento centrados em 1470 nm, 1490 nm e 1510 nm e potências iguais a 150 mW, 180 mW e 150 mW, respectivamente. A fibra óptica é uma SMF com 40 km de comprimento. O filtro separa um dos canais para ser monitorado no osciloscópio.

O protótipo foi projectado na configuração co-propagante, e, para esta configuração, são apresentados resultados do efeito transitório quando da remoção de um ou dois canais. O canal centrado em 1570 nm é observado enquanto os canais centrados em 1590 nm e 1590 nm são adicionados e removidos. Os resultados da simulação podem ser observados na figura 5.12. A linha pontilhada representa o transitório do canal sobrevivente quando um canal é adicionado e removido, e a linha contínua representa a adição e remoção de dois canais simultaneamente. Observa-se que quando são removidos dois canais a amplitude do transitório aumenta o seu valor para o dobro se

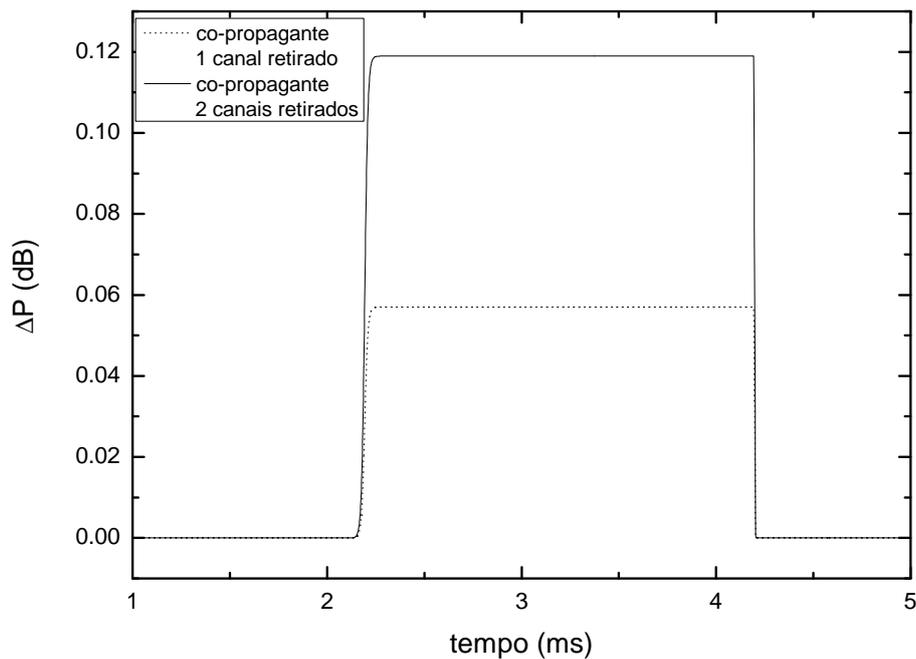


Figura 5.12: Efeito transitório do canal sobrevivente, *Ch1*, na configuração co-propagante, centrado em 1570 nm quando um canal é removido, linha pontilhada, e quando dois canais são removidos, linha contínua.

comparado com o resultado obtido quando se retira um canal apenas. O tempo de subida para o transitório quando se retira um canal na montagem co-propagante é igual a $109.8 \mu\text{s}$ e de descida é igual a $11.6 \mu\text{s}$. Quando se retiram dois canais o tempo de subida é igual a $132.9 \mu\text{s}$ e de descida igual a $11.6 \mu\text{s}$. Observa-se que tempo de subida do transitório é proporcional ao número de canais removidos do sistema.

Para fazer uma comparação do efeito transitório devido a configuração do sentido de propagação dos lasers de bombeamento, foi simulado um sistema contra-propagante. O resultado pode ser observado na figura 5.13, onde a linha pontilhada representa a adição e remoção de um canal, e a linha contínua representa a adição e remoção de dois canais. Para o sistema contra-propagante tem-se para um canal removido, o tempo de subida igual a $379.2 \mu\text{s}$ e de descida é $368.9 \mu\text{s}$. Quando são removidos dois canais o tempo de subida é igual a $423.2 \mu\text{s}$ e de descida igual a $372.7 \mu\text{s}$. Assim, é observado que o sistema contra-propagante apresenta maior atraso na resposta transitória se comparado com o sistema co-propagante. Na figura 5.14 é feita uma comparação entre o resultado para o sistema co-propagante e contra-propagante quando são removidos dois canais. Observa-se que, para além do atraso, uma diferença na amplitude do transitório igual

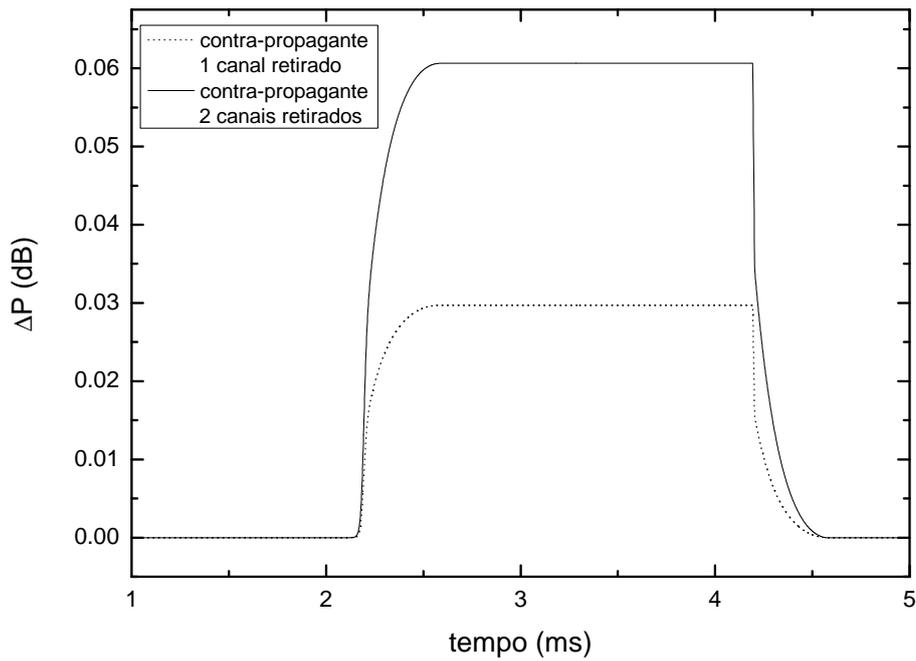


Figura 5.13: Efeito transitório do canal sobrevivente, $Ch1$, na configuração contra-propagante, centrado em 1570 nm quando um canal é removido, linha pontilhada, e quando dois canais são removidos, linha contínua.

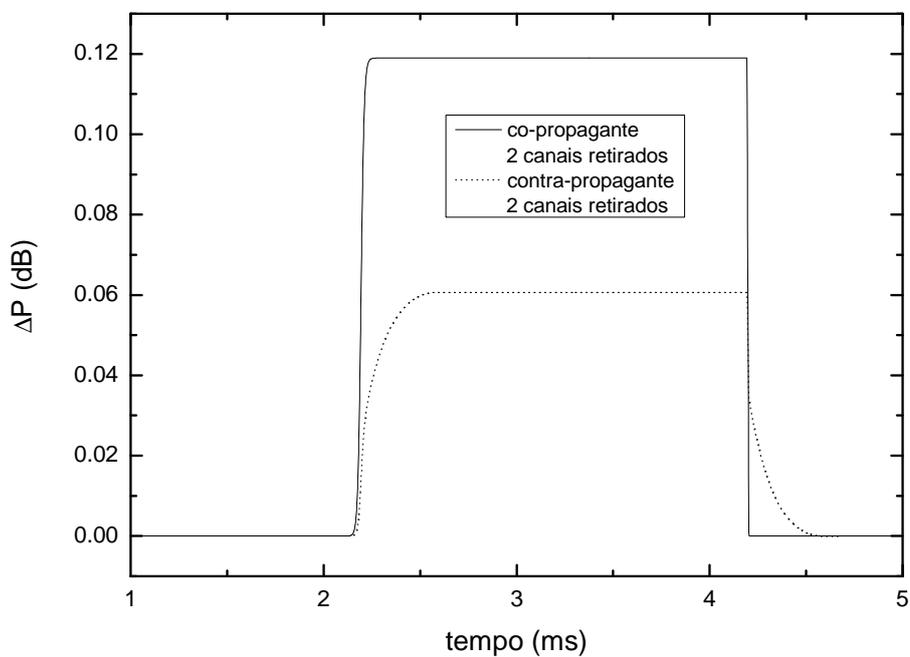


Figura 5.14: Comparação do efeito transitório do canal sobrevivente $Ch1$, 1570 nm quando são removidos dois canais para o sistema co-propagante, linha contínua, e para o sistema contra-propagante, linha pontilhada.

Característica	Co - propagante	Contra - propagante
<i>Adição e remoção de um canal</i>		
Amplitude	0.06 dB	0.03 dB
Tempo de subida	109.8 μ s	379.2 μ s
Tempo de descida	11.6 μ s	368.9 μ s
<i>Adição e remoção de dois canais</i>		
Amplitude	0.12 dB	0.06 dB
Tempo de subida	132.9 μ s	423.2 μ s
Tempo de descida	11.6 μ s	372.7 μ s

Tabela 5.3: Resultados da amplitude, do tempo de subida e do tempo de descida do transitório para o protótipo CWDM na configuração co-propagante como mostra a figura 5.11 e para um mesmo sistema a utilizar a configuração contra-propagante.

ao dobro para o sistema co-propagante. Os resultados destes ensaios são resumidos na tabela 5.3.

5.4.2 Outras situações

O efeito transitório das características do sistema de transmissão. Nesta parte da secção, é feita uma análise do efeito transitório alterando as características do sistema de transmissão para observar o impacto destas na intensidade do transitório de canais sobreviventes. As características alteradas são, o número de canais adicionados e removidos e a distância de transmissão do sistema. Na primeira situação o amplificador de Raman, utilizado no sistema CWDM de antes, é utilizado com número maior número de canais. Na segunda situação, aumenta-se o comprimento da fibra de transmissão transmitindo três canais CWDM.

- **Maior número de canais**

O protótipo desenvolvido no capítulo 4 foi desenhado para operar em sistemas CWDM, no entanto o mesmo amplificador poderia ser utilizado para canais DWDM, separados de 0.8 nm. Para mostrar o comportamento do efeito transitório no mesmo amplificador mas com mais canais, foi simulado um sistema DWDM dentro da mesma largura espectral do ganho do amplificador descrito. Os canais transmitidos estão entre

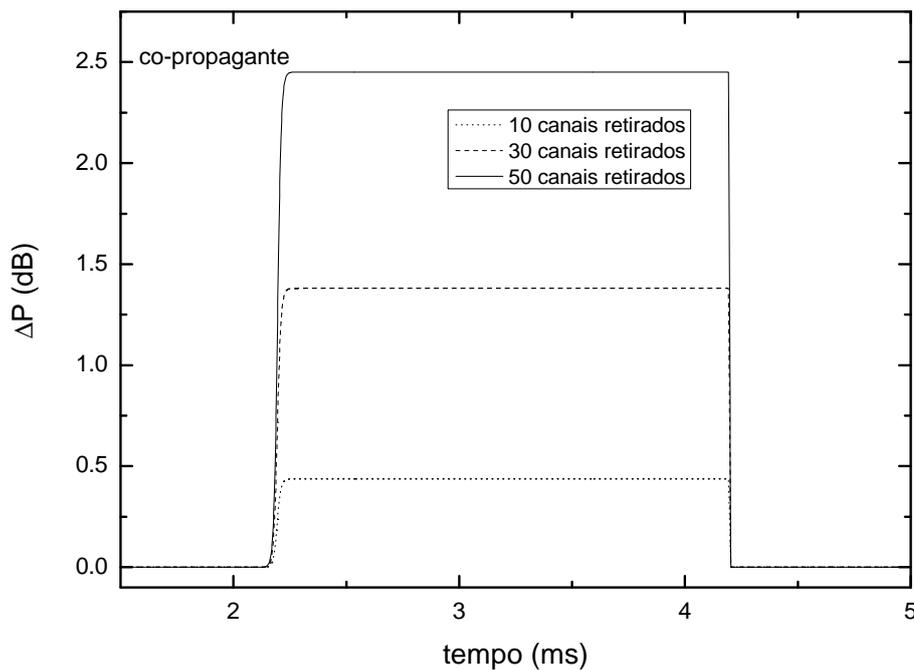


Figura 5.15: Resultado do efeito transitório para o amplificador de Raman a funcionar para um sistema DWDM, com canais separados por 0.8 nm de 1570 nm a 1610 nm em configuração co-propagante. São removidos 10 canais, linha pontilhada, 30 canais, linha tracejada e 50 canais, linha contínua

1570 nm e 1610 nm com espaçamento de 0.8 nm. Neste intervalo têm-se 51 canais onde o primeiro canal representa o canal sobrevivente em 1570 nm. Para mostrar o efeito desta alteração no sistema, foram realizadas três simulações: a) ao retirar 10 canais, b) ao retirar 30 canais e c) ao retirar 51 canais. A figura 5.15 mostra os resultados para quando são removidos 10 (linha pontilhada), 30 (linha tracejada) e 50 (linha contínua) canais. Quando são removidos 10 canais foi obtido um tempo de subida do transitório igual a $122.5 \mu\text{s}$, quando são removidos 30 canais foi obtido $141.9 \mu\text{s}$ e quando 50 canais são removidos o tempo de subida do transitório é igual a $152.2 \mu\text{s}$. Para todas as três situações o tempo de descida do transitório foi igual a $11.6 \mu\text{s}$. Observa-se portanto que o tempo de subida do efeito transitório é proporcional ao número de canais removidos no sistema. Outra característica também proporcional ao número de canais removidos é a amplitude do transitório, quanto mais canais são removidos, maior é a intensidade do transitório.

A mesma simulação foi feita para um sistema contra-propagante para mostrar a diferença no atraso do tempo de subida do transitório. Os resultados da adição/remoção

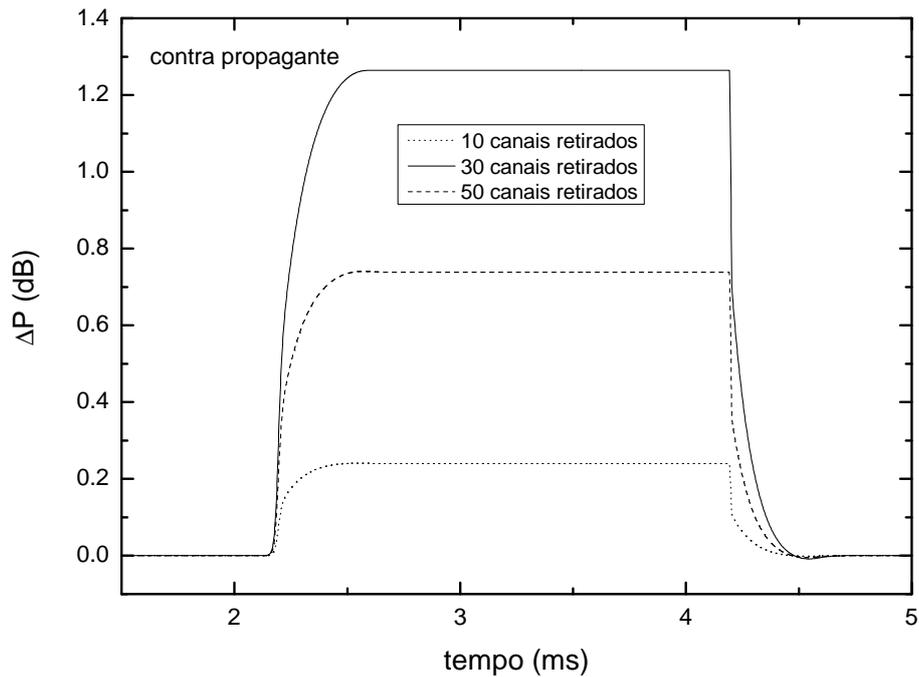


Figura 5.16: Resultado do efeito transitório para o amplificador de Raman a funcionar para um sistema DWDM, com canais separados por 0.8 nm de 1570 nm a 1610 nm em configuração contra-propagante. São removidos 10 canais, linha pontilhada, 30 canais, linha tracejada e 50 canais, linha contínua.

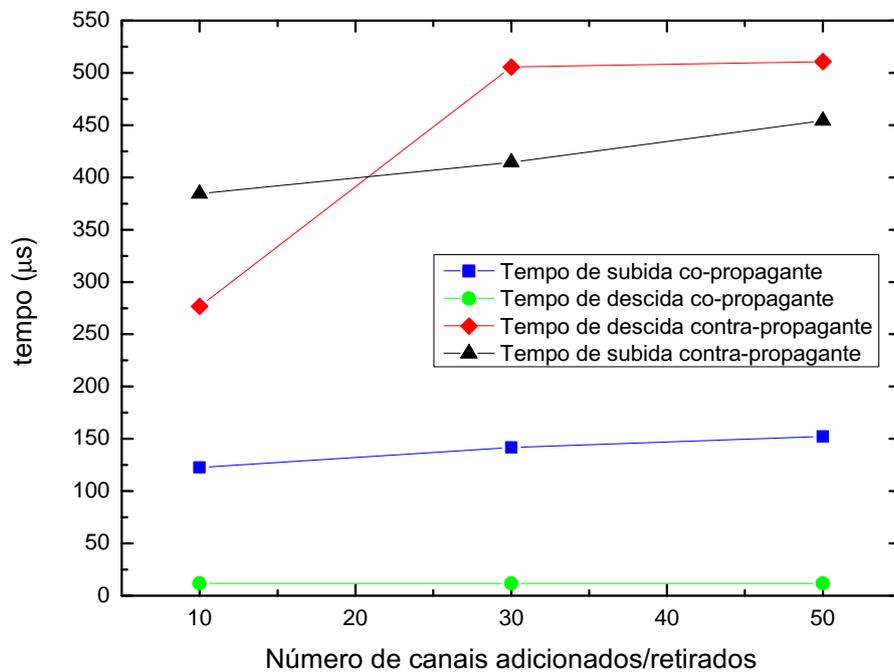


Figura 5.17: Tempos de subida e descida do transitório para o sistema com 51 canais para as configurações co-propagante e contra-propagante em função número de canais adicionados/removidos.

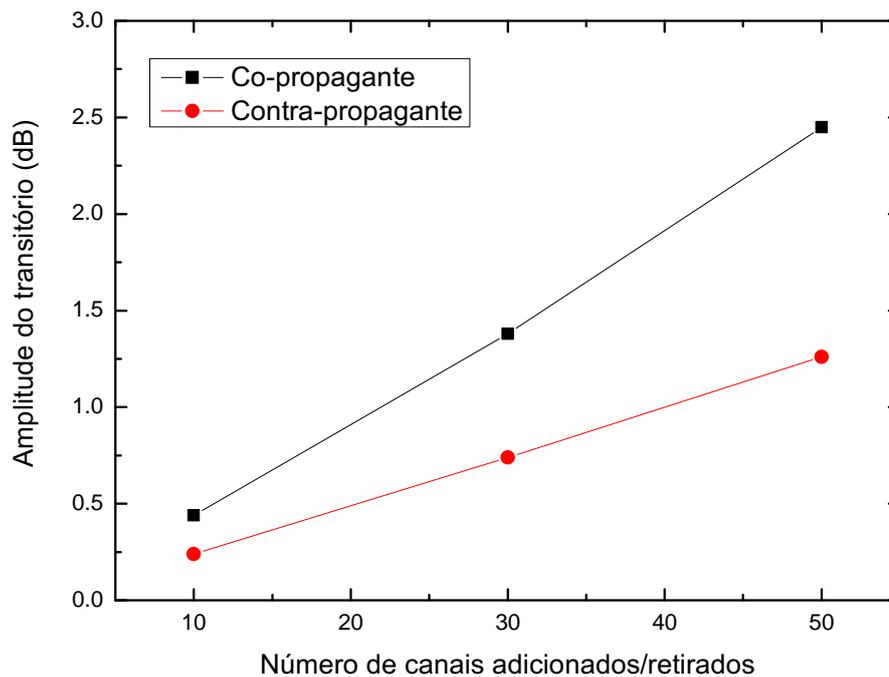


Figura 5.18: Variação da amplitude do transitório em função do número de canais removidos para as configurações co-propagante e contra-propagante.

de 10 (linha pontilhada), 30 (linha tracejada) e 50 (linha contínua) canais são mostrados na figura 5.16. Quando são removidos 10 canais o tempo de subida do transitório foi igual a $384.4 \mu\text{s}$ e o tempo de descida $276.6 \mu\text{s}$. Para 30 canais removidos obteve-se um tempo de subida do transitório igual a $414 \mu\text{s}$ e o tempo de descida deste foi igual a $505.6 \mu\text{s}$. Quando se retiram 50 canais, o tempo de subida do transitório passa a ser $454 \mu\text{s}$ e o de descida igual a $510.7 \mu\text{s}$.

O gráfico da figura 5.17 mostra uma comparação dos tempos de subida e descida do transitório para ambas as configurações analisadas, co-propagante e contra-propagante, em função do número de canais adicionados/removidos. No gráfico observa-se que os tempos de subida e descida para o sistema na configuração co-propagante são menores que para o sistema contra-propagante. Para este sistema, com 51 canais, observa-se ainda que os tempos de subida do transitório para ambas as configurações têm crescimento aproximadamente linear com o aumento número de canais removidos. A característica que tem maior variação nesta comparação é o tempo de descida do transitório contra-propagante. Observa-se que até a remoção de 30 canais o tempo de descida do transitório aumenta significativamente, de $276.6 \mu\text{s}$ para

505.6 μs , enquanto que, ao se retirar 50 canais a diferença em relação à remoção de 30 canais já não é tão significativa, passa de 505.6 μs para 30 canais para 510.7 μs para 50 canais.

Com relação à intensidade da amplitude do transitório, o sistema co-propagante apresenta maior variação que o sistema contra-propagante. A figura 5.18 mostra a intensidade da amplitude em função do número de canais removidos para ambas as configurações. Observa-se que a configuração co-propagante tem maior intensidade que a configuração contra-propagante se são removidos o mesmo número de canais. Esta observação leva a acreditar que o efeito transitório seria mais notável em sistemas co-propagantes, no entanto deve-se ter em consideração o ruído gerado pelo amplificador de Raman, que é maior nesta configuração, e faz com que o efeito transitório seja ocultado.

- **Maior distância**

Para mostrar o efeito do aumento da distância de transmissão no transitório, foi simulado um sistema com uma fibra com o dobro do comprimento do protótipo, ou seja, passou-se de 40 km para 80 km. Com o aumento da distância de transmissão, é necessário um maior número de lasers de bombeamento para compensar o acréscimo nas perdas. Com isto as características dos lasers de bombeamento foram alterados para os comprimentos de onda iguais a 1427 nm, 1435 nm, 1444 nm, 1450 nm, 1462 nm, 1470 nm, 1487 nm, 1490 nm e 1510 nm com potências iguais a 25 mW, 95.9 mW, 195.5 mW, 149.5 mW, 135.5 mW, 50 mW, 125.5 mW, 65.5 mW, 65.5 mW, respectivamente.

Assim, foi simulado o novo sistema com 80 km nas configurações co-propagante e contra-propagante. Os resultados para a adição e remoção de 1 e 2 canais são apresentados nas figuras 5.19 e 5.20. Para o sistema co-propagante, figura 5.19, o tempo de subida do transitório quando se retira 1 canal foi igual a 136.7 μs e quando se retiram dois canais foi igual a 152.2 μs . Para ambas as situações o tempo de descida do transitório foi igual a 11.7 μs . Para o sistema contra-propagante, figura 5.20, o tempo de subida do transitório quando se retira 1 canal foi igual a 379.2 μs e o de descida foi igual a 368.9 μs . Quando são removidos dois canais o tempo de subida passa a ser igual a 423.2 μs e o de descida 372.7 μs . A tabela 5.4 resume os resultados obtidos nesta

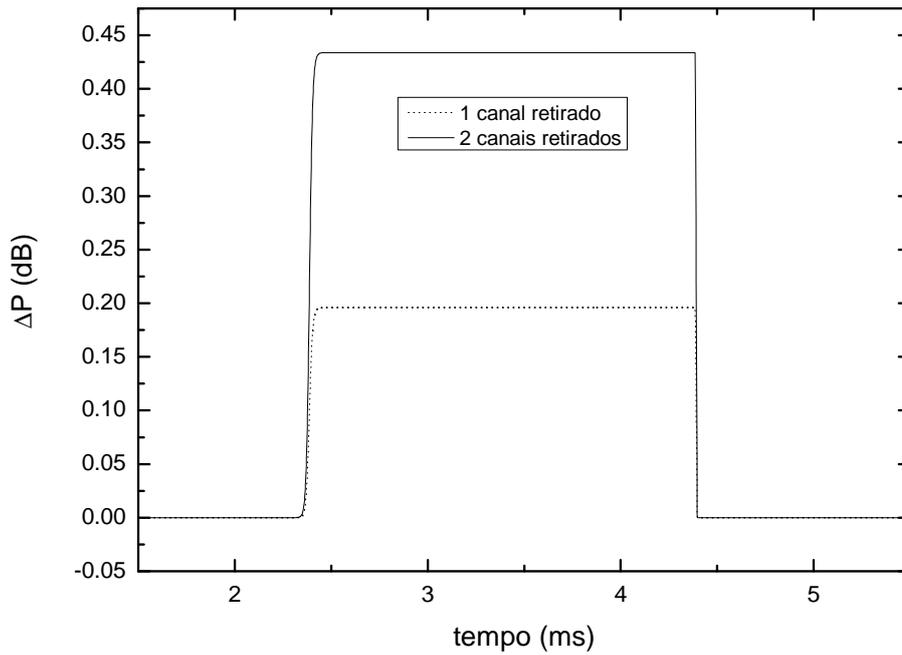


Figura 5.19: Efeito transitório para um sistema co-propagante com 80 km de comprimento a transmitir três canais CWDM, 1551 nm, 1571 nm e 1591 nm. O efeito transitório é observado no canal 1551 nm. A linha pontilhada representa o resultado da remoção de um canal e a linha contínua o resultado da remoção de dois canais.

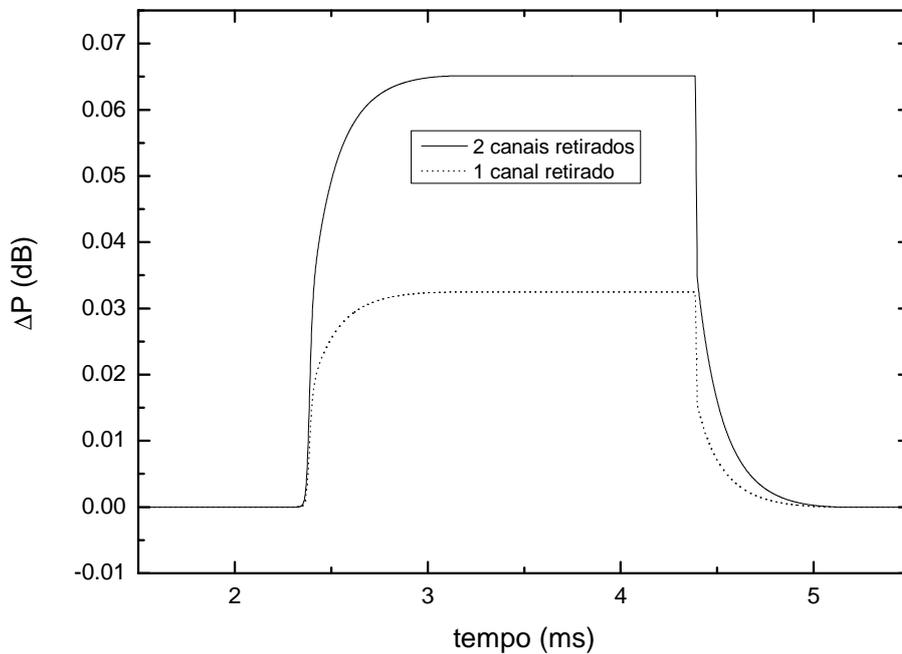


Figura 5.20: Efeito transitório para um sistema contra-propagante com 80 km de comprimento a transmitir três canais CWDM, 1551 nm, 1571 nm e 1591 nm. O efeito transitório é observado no canal 1551 nm. A linha pontilhada representa o resultado da remoção de um canal e a linha contínua o resultado da remoção de dois canais.

Característica	Co - propagante	Contra - propagante
<i>Adição e remoção de um canal</i>		
Amplitude	0.20 dB	0.03 dB
Tempo de subida	136.7 μ s	379.2 μ s
Tempo de descida	11.7 μ s	368.9 μ s
<i>Adição e remoção de dois canais</i>		
Amplitude	0.43 dB	0.06 dB
Tempo de subida	152.2 μ s	423.2 μ s
Tempo de descida	11.7 μ s	372.7 μ s

Tabela 5.4: Amplitude, tempo de subida e tempo de descida do transitório para o protótipo CWDM na configuração co-propagante como mostra a figura 5.11 e para um mesmo sistema a utilizar a configuração contra-propagante com comprimento da fibra óptica de 80km.

análise.

5.5 Conclusões

Um modelo dinâmico para o amplificador de Raman foi apresentado. O modelo matemático foi validado experimentalmente para dois sistemas: a) um troço de fibra óptica e um laser de bombeamento e b) dois troços de fibras ópticas com diferentes características e múltiplos lasers de bombeamento.

Os resultados da validação para um único troço de fibra óptica e um único laser de bombeamento apresentam uma variação máxima nos tempos de subida e descida do transitório de 1.1 %.

Os resultados da validação para dois troços de fibras ópticas com diferentes características e múltiplos lasers de bombeamento tem uma variação máxima inferior a 10 % nos valores dos tempos de subida e descida do transitório. Apesar desta diferença, o modelo é razoavelmente preciso na obtenção do efeito transitório.

Nos estudos feitos sobre o protótipo CWDM apresentado no capítulo 4, é mostrada a existência do efeito transitório quando são removidos um e dois dos três canais. O que foi observado é que ao retirar-se mais canais, o efeito transitório aumenta e o tempo de subida também é aumentado. O protótipo foi desenvolvido na configuração

co-propagante, mas foram feitos estudos para a configuração contra-propagante também. A principal diferença são os tempos de subida e descida do transitório para a configuração contra-propagante em relação à co-propagante. O tempo de subida do transitório para o sistema contra-propagante é superior a três vezes o tempo de subida para o sistema co-propagante. O tempo de descida na configuração contra-propagante é mais que trinta vezes superior ao da configuração co-propagante.

O estudo efectuado para o protótipo CWDM foi extrapolado. Primeiro foram transmitidos canais DWDM com o mesmo amplificador. Foi efectuado um estudo em que se usa a mesma configuração do amplificador para suportar um sistema DWDM com 51 canais espaçados de 0.8 nm. Na simulação, são removidos 10, 30 e 50 canais para se observar o efeito transitório resultante para as configurações co- e contra-propagante. Os resultados mostram que os tempos de subida e descida do transitório são sempre menores para a configuração co-propagante. O tempo de subida do transitório para ambas as configurações tende a crescer linearmente com o aumento do número de canais removidos. O tempo de descida do transitório para a configuração contra-propagante cresce abruptamente até 30 canais removidos e depois o crescimento tem uma curva menos abrupta.

Referências

- [1] M. Karásek, M. Menif, and L. A. Rusch, "Output power excursions in a cascade EDFAs fed by multichannel burst-mode packet traffic: experimentation and modeling," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, no. 7, pp. 933–940, 2001.
- [2] A. K. Srivastava, Y. Sun, J. L. Zyskind, and J. W. Sulhoff, "EDFA transient response to channel loss in WDM transmission system," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 3, pp. 386–388, 1997.
- [3] L. Zhang, S. Wang, and C. Fan, "Transient analysis in discrete fiber Raman amplifiers," *Optics Communications*, vol. 197, no. 4-6, pp. 459–465, 2001.
- [4] M. Karásek and M. Menif, "Channel addition/removal response in Raman fiber amplifiers: Modeling and experimentation," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 9, pp. 1680–1687, 2002.
- [5] M. Karásek, "Fast power transients in Raman fibre amplifiers," in *4th International Conference on Transparent Optical Networks and European Symposium on Photonic Crystals 2002, ICTON/ESPC 2002, Vol 2*, Warsaw, Poland, 2002, pp. 122–127.
- [6] S. H. Chang, S. K. Kim, H. S. Chung, and M. J. Chu, "Transient effects and gain-control method in low-noise dispersion-compensating hybrid fiber amplifier," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 7, pp. 906–908, 2003.
- [7] Z. Tong, H. Wei, and S. Jian, "Transient responses to slowly varying input waveforms in backward pumped Raman amplifiers," *Optics Communications*, vol. 218, no. 1-3, pp. 105–111, 2003.
- [8] L. L. Wang, B. C. Hwang, and L. M. Yang, "Gain transient in copumped and counterpumped Raman amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 5, pp. 664–666, 2003.
- [9] H. Wei, Z. Tong, M. Wang, and S. Jian, "Analysis of Raman amplifiers transient effects and TDM-pumped Raman amplifiers using the finite-difference method," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 41, no. 5, pp. 407–410, 2004.
- [10] G. Bolognini and F. Di Pasquale, "Transient effects in gain-clamped discrete Raman amplifier cascades," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 1, pp. 66–68, 2004.

- [11] A. Bononi, M. Papararo, and M. Fuochi, “Transient gain dynamics in saturated Raman amplifiers,” *Optical Fiber Technology*, vol. 10, no. 1, pp. 91–123, 2004.
- [12] M. Karásek, J. Kaňka, and J. Radil, “Analysis of channel addition/removal response in all-optical gain-clamped cascade of lumped Raman fiber amplifiers,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 10, pp. 2271–2278, 2004.
- [13] M. Karásek, J. Kaňka, P. Honzátko, and J. Radil, “Protection of surviving channels in all-optical gain-clamped lumped Raman fibre amplifier: modelling and experimentation,” *Optics COmmunications*, vol. 231, no. 1-6, pp. 309–317, 2004.
- [14] M. Karásek, J. Kaňka, P. Honzátko, and P. Peterka, “Time domain simulation of power transients in Raman fibre amplifiers,” *International Journal of Numerical Modelling: Electronia Networks, Devices and Fields*, vol. 17, no. 2, pp. 165–176, 2004.
- [15] X. Zhou, M. Feuer, and M. Birk, “Submicrosecond transient control for a forward-pumped Raman fiber amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 10, pp. 2059–2061, 2005.
- [16] J.-H. Lee, Y. M. Chang, Y. G. Han, H. Chung, S. H. Kim, and S. B. Lee, “A detailed experimental study on single-pump Raman/EDFA hybrid amplifiers: static, dynamic, and system performance comparison,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 11, pp. 3484–3493, 2005.
- [17] S. H. Chang, H. S. Chung, K. Kim, and J. S. Ko, “Automatic gain control in Raman amplifier with multi-wavelength pumps,” *Optics Communications*, vol. 266, no. 2, pp. 521–526, 2006.
- [18] J. Gest and L. R. Chen, “Impact of the all-optical gain-clamping technique on the transience characteristics of cascaded discrete fiber Raman amplifiers,” *Optics Communications*, vol. 273, no. 1, pp. 138–148, 2007.
- [19] S. H. Chang, H. S. Chung, K. Kim, and J. S. Ko, “Transient power suppression in Raman amplifier with multi-wavelength pumping upon channel add-drop,” in *Optical Fiber Communication Conference 2006 and the 2006 National Fiber Optic Engineers Conference, OFC/NFOEC 2006, 5-10 Mar, Anaheim, CA, USA, 2006*.

- [20] M. Karásek, J. Kaňka, L. Boháč, D. Krčmařík, J. Radil, and J. Vojtěch, “Surviving-channel-power transients in second-order pumped lumped Raman fiber amplifier: Experimental and modeling,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 3, pp. 664–672, 2007.

Capítulo 6

Conclusões

6.1 Conclusões do Trabalho Realizado

Nesta tese foram abordados vários aspectos relativos à amplificação de Raman, desde o espalhamento espontâneo até a modelização do amplificador.

No capítulo 2, os três tipos de espalhamento da luz mais comuns em fibras ópticas, Rayleigh, Brillouin e Raman foram estudados. Ensaaios experimentais mostram o comportamento destes três fenómenos em fibras ópticas. Nas experiências realizadas para medição da atenuação nas fibras ópticas, após o ajuste teórico da curva obtida, é observado que o espalhamento de Rayleigh é responsável pela maior contribuição destas perdas. O ajuste teórico da curva de atenuação com as expressões usuais para a curva das perdas de uma fibra óptica mostrou ser pouco rigorosa quando se considera uma ampla largura espectral. Neste trabalho observa-se que a usual aproximação exponencial para a contribuição da absorção no UV deve ser substituída por uma função Lorentziana. Isto porque o espectro de absorção na região do UV está relacionado com transições electrónicas, e a forma deste espectro é uma Lorentziana. Foram realizadas medições de atenuação com a variação da temperatura. Através dos resultados pode-se observar que a atenuação tem ligeira dependência com a temperatura na região de 1520 nm e 1600 nm, permanecendo constante na região de comprimentos de onda inferiores a 1520 nm. O seu valor aumenta quando a temperatura é muito alta, em torno de 80°C e quando é muito baixa, -30°C. A variação observada estava dentro das especificações, ± 0.05 dB/°C. O espectro do espalhamento de Brillouin foi observado

com o aumento da potência do laser incidente. Verificou-se que a forma do espectro da luz reflectida se alterou durante o incremento da potência. Inicialmente foi observado apenas o pico do espalhamento de Rayleigh, centrado no mesmo comprimento de onda do laser. Em seguida, dois picos laterais ao pico do espalhamento de Rayleigh surgem com uma diferença de ≈ 11 GHz acima e abaixo do valor da frequência de Rayleigh. Estes picos são os picos de emissão de Stokes e anti-Stokes do espalhamento de Brillouin. A partir de uma potência em torno do valor da potência de limiar de Brillouin, o pico de Stokes passa a ser a contribuição mais expressiva no espectro reflectido. O espalhamento de Raman foi observado para uma SMF e para uma DCF. Observa-se uma diferença na forma do espectro resultante.

No capítulo 3 um modelo estacionário para o amplificador de Raman é apresentado e validado experimentalmente com sucesso. Este é expresso na forma de um sistema de equações diferenciais acopladas. Na resolução do sistema de equações diferenciais acopladas foi utilizado o método de análise em potências médias. O modelo é capaz de representar os resultados do amplificador de Raman com um único laser de bombeamento e com múltiplos lasers de bombeamento. O modelo permite simular sistemas nas três diferentes configurações do amplificador de Raman, co-propagante, contra-propagante e bidireccional. Um modelo para representar a ASE foi também apresentado. O modelo descreve com rigor os resultados experimentais obtidos. O ruído é não-branco, devido à sua dependência com o ganho de Raman, que depende da frequência do laser de bombeamento utilizado.

No capítulo 4, foi mostrado que o modelo desenvolvido e descrito no capítulo 3 pode ser utilizado no dimensionamento de amplificadores de Raman com múltiplos canais e múltiplos lasers de bombeamento. Um protótipo de um amplificador de Raman para um sistema CWDM com três canais com três lasers de bombeamento foi desenhado e implementado com sucesso. A curva do ganho apresenta um máximo desvio entre o ganho obtido e o ganho objectivo igual a 1 dB. A curva do ganho do protótipo tem largura igual a 60 nm e ganho igual a 9 dB. Através de simulação, é observado que o aumento do número de canais transmitidos e o aumento da distância de propagação faz com que exista a necessidade de um maior número de lasers de bombeamento no sistema. Quando o amplificador passa a transmitir 4 canais em vez de 3, nas

simulações foi obtido que o número de lasers de bombeamento deveria aumentar para 4. Ao aumentar o comprimento da fibra de 40 km para 80 km, é verificado que o número de lasers de bombeamento passa de 3 para 9. A distância de propagação têm maior impacto devido à atenuação e aos comprimentos de onda dos lasers, que sofrerão maior ou menor interação com dependência da distância espectral entre as mesmas.

No capítulo 5, um modelo dinâmico para o amplificador de Raman é apresentado. O modelo matemático é validado experimentalmente para dois sistemas: a) um troço de fibra óptica e um laser de bombeamento e b) dois troços de fibras ópticas com diferentes características e múltiplos lasers de bombeamento. Os resultados da validação para um único troço de fibra óptica e um único laser de bombeamento apresentam uma variação máxima nos tempos de subida e descida do transitório de 1.1%. Os resultados da validação para dois troços de fibras ópticas com diferentes características e múltiplos lasers de bombeamento tem uma variação máxima inferior a 10% nos valores dos tempos de subida e descida do transitório. Apesar desta diferença, o modelo descreve rigorosamente bem o efeito transitório. Na análise feita sobre o protótipo CWDM apresentado no capítulo 4, é mostrada a existência do efeito transitório quando é retirado um dos três e dois dos três canais. Ao se retirar mais canais, o efeito transitório tem sua amplitude aumentada e o tempo de subida do efeito também é aumentado. Foram realizados estudos para a configuração co-propagante e contra-propagante. A principal diferença verificada foram os tempos de subida e descida do transitório. O tempo de subida do transitório para o sistema contra-propagante é mais que três vezes superior ao tempo de subida para o sistema co-propagante. O tempo de descida é mais que trinta vezes superior. Foi analisado o efeito transitório em sistemas DWDM. Inicialmente foram considerados 51 canais espaçados por 0.8 nm. Na simulação, são retirados 10, 30 e 50 canais para se observar o efeito transitório resultante para as configurações co- e contra-propagante. Os resultados mostram que os tempos de subida e descida do transitório são sempre menores para a configuração co-propagante. O tempo de subida do transitório para ambas as configurações tende a crescer linearmente com o aumento do número de canais retirados. O tempo de descida do transitório para a configuração contra-propagante cresce abruptamente até 30 canais retirados e depois o crescimento tem uma curva menos abrupta.

6.2 Sugestões para Trabalhos Futuros

De forma a dar continuidade a este trabalho deixamos aqui as seguintes sugestões para trabalhos futuros são:

- Optimizar o modelo matemático resolvido pelo método APA para que a inclusão dos efeitos da ASE não afecte substancialmente o tempo de simulação;
- Optimizar o algoritmo para a solução da ASE e melhorar o algoritmo para que possa representar a ASE nas configurações contra-propagante e bidireccional;
- Optimizar o modelo do efeito transitório para múltiplos troços de fibra óptica com diferentes características.

Apêndice A

Decibel

Em comunicações ópticas é habitual a utilização da unidade decibel, cuja abreviatura é dB. Qualquer razão entre quantidades físicas de mesmas características pode ser expressa em decibel, cuja definição geral é dada por [1]

$$\text{Razão (dB)} = 10 \log_{10}(\text{Razão}). \quad (1)$$

A utilização da função logarítmica na definição permite a observação de razões muito altas e muito baixas numa escala muito menor. Por exemplo, uma razão igual a 1×10^{-10} e outra igual a 1×10^{10} , têm valores em dB iguais a 100 e -100 respectivamente.

Em fibras ópticas utiliza-se esta unidade para a representação das perdas que um sinal sofre ao ser transmitido por um meio óptico. Por exemplo um sinal cuja potência inicial P_{in} é de 1 mW e chega ao fim da fibra óptica com uma potência de saída P_{out} igual a $1 \mu\text{W}$, tem perdas totais iguais a

$$\text{Perdas (dB)} = 10 \log_{10}(P_{out}/P_{in}) = 10 \log_{10}(1 \times 10^{-6}/1 \times 10^{-3}) = -30 \text{ dB}, \quad (2)$$

o sinal perdeu 30 dB em relação à potência inicial. Uma unidade usual para se caracterizar as perdas numa fibra por unidade de comprimento para um sinal com um determinado comprimento de onda é decibel por quilometro, dB/km. No exemplo calculado anteriormente, se a fibra óptica tem comprimento L igual a 150 km, as perdas

por quilometro são calculadas como

$$\text{Perdas (dB/km)} = \text{Perdas (dB)} / L = -30 \text{ dB} / 150 \text{ km} = -0.2 \text{ dB/km}. \quad (3)$$

Como todos os componentes em comunicações ópticas têm suas perdas representadas em decibel, torna-se mais prático representar a potência dos sinais ópticos através de uma unidade na escala decibel. Por este motivo utiliza-se uma unidade derivada do decibel para as potências, conhecida como dBm e definida como [1]

$$\text{Potência (dBm)} = 10 \log_{10} \left(\frac{\text{Potência (W)}}{1 \text{ mW}} \right), \quad (4)$$

onde 1 mW é escolhido como referencial, assim, se um sinal tem 10 dBm de potência, isto significa que sua potência é 10 dB maior que um sinal com potência de 1 mW.

Referências

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics - 3a ed.* San Diego - CA - USA: Academic Press, 2001.

Apêndice B

Coeficiente de Atenuação α

No apêndice A foi apresentado o cálculo da atenuação para um sinal que se propaga ao longo de uma fibra óptica em decibel por quilometro, dB/km. Esta atenuação é conhecida como coeficiente de atenuação e é simbolizado por α (dB/km). Esta unidade é útil para calcular as perdas num sistema com uma fibra óptica com comprimento definido e somá-la às perdas devido aos outros componentes ópticos presentes no sistema de transmissão. No entanto, alguns cálculos em sistemas de comunicação óptica exigem que este valor esteja em neper por unidade de comprimento. Por esta razão deve se obter uma relação entre o coeficiente de atenuação em decibel por quilometro, α (dB/km), e o mesmo coeficiente em neper/km, α .

Tem-se que a expressão para o α (dB/km) pode ser escrita como [1]

$$\alpha \text{ (dB/km)} = -\frac{10}{L} \log_{10} \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right), \quad (5)$$

onde P_{in} é a potência inicial e P_{out} é a potência à saída da fibra óptica que pode ser escrita em termos de P_{in} como

$$P_{out} = P_{in} e^{-\alpha L}, \quad (6)$$

ao se substituir 6 em 5 tem-se que

$$\alpha \text{ (dB/km)} = -\frac{10}{L} \log_{10} \left(\frac{P_{in} e^{-\alpha L}}{P_{in}} \right) = -\frac{10}{L} \log_{10} (e^{-\alpha L}), \quad (7)$$

uma das propriedades dos logaritmos diz que [2]

$$\log_a(AB) = \log_a(A) + \log_a(B), \quad (8)$$

quando $A = B$ tem-se que

$$\begin{aligned} \log_a(AA) &= \log_a(A) + \log_a(A) \\ \log_a(A^2) &= 2\log_a(A), \end{aligned} \quad (9)$$

cuja generalização leva a

$$\log_a(A^n) = n \log_a(A). \quad (10)$$

Assim, o termo em logaritmo da expressão 7 pode ser escrito como

$$\log_{10}(e^{-\alpha L}) = -(\alpha L) \log_{10}(e). \quad (11)$$

onde e é o número de Euler. Com a propriedade 11 resolve-se 7 de forma a obter

$$\alpha \text{ (dB/km)} = -\frac{10}{L} \log_{10}(e^{-\alpha L}) = -\frac{10}{L}(-\alpha L) \log_{10}(e) = 10 \log_{10}(e) \alpha, \quad (12)$$

onde $e \approx 2.71828$, portanto a relação entre α (dB/km) e α

$$\alpha \text{ (dB/km)} \approx 10 \log_{10}(2.71828) \alpha \approx 4.343 \alpha. \quad (13)$$

Neste apêndice foi obtida a relação para α (dB/km) e α , mas a mesma relação pode ser utilizada para o ganho. No capítulo 3 a mesma propriedade matemática é utilizada na relação entre o $g_R(\Delta\nu)$ e o $G_{on/off}$.

Referências

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics - 3a ed.* San Diego - CA - USA: Academic Press, 2001.
- [2] M. R. Spiegel, S. Lipschutz, and J. Liu, *Mathematical Handbook of Formulas and Tables - 3rd ed.* New York - NY - USA: McGraw-Hill, 2009.