

SHIRLEY PERONI NEVES CANI

**UMA CONTRIBUIÇÃO AO MODELAMENTO ANALÍTICO EM
AMPLIFICADORES RAMAN**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica do Centro Tecnológico da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Elétrica, na área de concentração em Automação.

Orientador: Prof. Dr. Marcelo E. Vieira Segatto.

Co-orientadora: Prof^ª. Dr^ª. Maria José Pontes.

VITÓRIA
AGOSTO, 2007

Dados Internacionais de Catalogação-na-publicação (CIP)
(Biblioteca Central da Universidade Federal do Espírito Santo, ES, Brasil)

C223c Cani, Shirley Peroni Neves, 1975-
Uma contribuição ao modelamento analítico em amplificadores Raman / Shirley Peroni Neves Cani. – 2007.
104 f. : il.

Orientador: Marcelo Eduardo Vieira Segatto.

Co-Orientadora: Maria José Pontes.

Tese (doutorado) – Universidade Federal do Espírito Santo, Centro Tecnológico.

1. Comunicações óticas. 2. Amplificadores óticos. 3. Raman, Efeito de. 4. Modelagem de dados. 5. Sistemas de telecomunicação. I. Segatto, Marcelo Eduardo Vieira. II. Pontes, Maria José. III. Universidade Federal do Espírito Santo. Centro Tecnológico. IV. Título.

CDU: 621.3

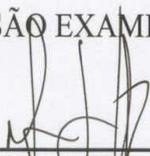
SHIRLEY PERONI NEVES CANI

**UMA CONTRIBUIÇÃO AO MODELAMENTO ANALÍTICO EM
AMPLIFICADORES RAMAN**

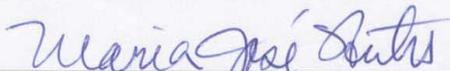
Tese submetida ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica do Centro Tecnológico da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisição parcial para a obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Elétrica - Automação.

Aprovada em 14 de agosto de 2007.

COMISSÃO EXAMINADORA



Prof. Dr. Marcelo Eduardo Vieira Segatto
Universidade Federal do Espírito Santo
Orientador



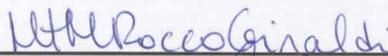
Prof.ª Dr.ª Maria José Pontes
Universidade Federal do Espírito Santo
Co-orientadora



Prof. Dr. Moisés Renato Nunes Ribeiro
Universidade Federal do Espírito Santo



Prof. Dr. Renato Tannure Rotta de Almeida
Centro Federal de Educação Tecnológica do Espírito Santo



Prof.ª Dr.ª Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi
Instituto Militar de Engenharia



Prof. Dr. Andrés Pablo López Barbero
Universidade Federal Fluminense

*Para toda a minha família, e para o professor Luiz de Calazans Calmon, que antes
de partir me deixou esta tese de presente.*

*É melhor ser sábio que ser forte, e o conhecimento vale mais que a força.
(Provérbios 24,5)*

AGRADECIMENTOS

Meus sinceros agradecimentos:

Aos meus pais José e Maria da Penha, à minha irmã Gabriela, à minha sobrinha Luisa, e ao meu marido Renny. É sempre muito bom contar com o apoio, o amor e a companhia de vocês. Papai e mamãe agora vocês podem dizer que tem duas filhas doutoras!

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – CAPES, que parcialmente financiou este trabalho.

Aos meus professores e orientadores, que através do profissionalismo contribuíram com o exemplo, idéias e instruções, e através da amizade me apoiaram e me fizeram acreditar que era possível.

Aos vários amigos que colecionei durante toda a minha convivência no LabTel. A presença de todos fez com que nosso ambiente de trabalho se tornasse um local descontraído e agradável.

A todos os demais parentes e amigos que me incentivaram e torceram pela conclusão deste trabalho.

Finalmente, e nem por isso com menos gratidão, a Deus. Oh Pai! Poderia eu ter chegado até aqui se não fosse pela Tua vontade? A Ti todo meu louvor!

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO

1.1 – Não Linearidade em Fibras Ópticas	17
1.2 – Objetivos, Motivações e Contribuições.....	18
1.3 – Escopo da Tese	19
1.4 – Publicações	20
Referências	23

CAPÍTULO 2 – MODELAMENTO NUMÉRICO EM AMPLIFICADORES RAMAN

2.1 – Espalhamento Espontâneo e Estimulado de Raman.....	24
2.2 – Ruído em Amplificadores Raman	30
2.2.1 – Espalhamento duplo de Rayleigh	30
2.2.2 – Ruído de emissão espontânea	33
2.2.3 – Relação sinal ruído óptica	34
2.3 – Modelo Numérico Multi-sinais e Multi-bombeios	35
2.4 – Configurações dos Amplificadores Raman	38
2.5 – Conclusões.....	40
Referências	41

CAPÍTULO 3 – MODELO ANALÍTICO DE PROPAGAÇÃO DE POTÊNCIA E GANHO EM AMPLIFICADORES RAMAN

3.1 – Sistemas com Um Bombeio Contra-propagante	43
3.1.1 – Resultados e discussões.....	46
3.2 – Sistemas com Multi-sinais e Multi-bombeios	50
3.2.1 – Solução analítica aproximada do ganho em amplificadores Raman	51
3.2.1.1 – Evolução analítica da potência dos bombeios contra-propagantes	51
3.2.1.2 – Evolução analítica da potência dos bombeios co-propagantes.....	57
3.2.1.3 – Evolução analítica da potência dos sinais.....	58
3.3 – Conclusões.....	59
Referências	60

CAPÍTULO 4 – VALIDAÇÃO DO MODELO ANALÍTICO DE PROPAGAÇÃO DE POTÊNCIA E GANHO – RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 – Amplificadores Raman com Bombeios Contra-propagantes	62
4.1.1 – Comparação dos resultados analíticos com resultados numéricos	62
4.1.1.1 – Amplificador Raman com dois bombeios contra-propagantes.....	64
4.1.1.2 – Amplificador Raman com três bombeios contra-propagantes.....	68
4.1.1.3 – Amplificador Raman com cinco bombeios contra-propagantes.....	72
4.1.2 – Comparação dos resultados analíticos e numéricos com dados experimentais.....	74
4.2 – Amplificadores Raman com Bombeios Co-propagantes	85
4.2.1 – Comparação dos resultados analíticos com resultados numéricos	86
4.2.1.1 – Amplificador Raman com três bombeios co-propagantes.....	87
4.2.1.2 – Amplificador Raman com cinco bombeios co-propagantes.....	90
4.2.2 – Comparação dos resultados analíticos e numéricos com dados experimentais.....	93
4.3 – Conclusões.....	96
Referências	98

CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES

5.1 – Conclusões e Contribuições	99
5.2 – Sugestões de Trabalhos Futuros	101
Referências	102

APÊNDICE A

Estimativa do Tempo de Simulação dos Modelos Numérico e Analítico.....	103
--	-----

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Esquemático do espalhamento da luz.....	25
Figura 2.2 - Espectro simplificado do espalhamento da luz.....	26
Figura 2.3 - Perfil do ganho de Raman normalizado em função do desvio de frequência.....	27
Figura 2.4 - Esquemático do processo de duplo espalhamento de Rayleigh em fibras ópticas. P_S é a potência do sinal que é propagado na fibra. P_{RS} é a potência da luz espalhada contra-propagante à luz incidente (P_S), e P_{DRS} é a potência da luz duplamente espalhada	31
Figura 2.5 - Amplificadores Raman nas configurações co-propagante, contra-propagante ou bi-direcional. (a) amplificador distribuído, (b) amplificador concentrado	39
Figura 3.1 - Resultados analíticos e numéricos de um amplificador Raman concentrado com somente um bombeio contra-propagante. (a) Ganho e OSNR em função da potência de entrada dos sinais no sistema. (b) Ganho e OSNR em função da potência do bombeio	48
Figura 3.2 - Ganho analítico sem potência de ASE e ganho numérico em função da potência de entrada dos sinais no sistema	50
Figura 4.1 - Evolução das potências dos bombeios na fibra DCF. Símbolos vazios representam a solução numérica, e símbolos cheios a solução analítica. $\lambda_{p1} = 1418,0$ nm e $\lambda_{p2} = 1451,0$ nm com potências de 150 mW e 310 mW respectivamente. O sistema foi composto por 23 canais WDM com $P_{S,in} = -20$ dBm por canal.....	64
Figura 4.2 - Ganho médio e <i>ripple</i> em função da potência dos bombeios para as soluções analítica e numérica. Os <i>lasers</i> de bombeio estão alocados em $\lambda_{p1} = 1418,0$ nm e $\lambda_{p2} = 1451,0$ nm, combinados com diferentes potências de bombeio. A potência de entrada dos 23 canais WDM é $P_{S,in} = -20$ dBm por canal. O comprimento da fibra DCF é 17,35 km	65
Figura 4.3 - Erro do ganho médio em função do comprimento da fibra DCF para amplificadores Raman com 23 sinais e dois bombeios. $\lambda_{p1} = 1418,0$ nm e $\lambda_{p2} = 1451,0$ nm com potências de 150 mW e 310 mW, respectivamente	67
Figura 4.4 - Evolução das potências dos bombeios na fibra DCF. Símbolos vazios representam a solução numérica, e símbolos cheios a solução analítica. $\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm e $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm com potências $P_{p1} = 215,17$ mW, $P_{p2} = 264,68$ mW e $P_{p3} = 200,16$ mW respectivamente. O sistema foi composto por 23 canais WDM com $P_{S,in} = -20$ dBm por canal	68
Figura 4.5 - Ganho médio e <i>ripple</i> em função da potência dos bombeios para as soluções analítica e numérica. Os <i>lasers</i> de bombeio estão alocados em $\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm e $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm, combinados com diferentes potências de bombeio. A potência de entrada dos 23 canais WDM é $P_{S,in} = -20$ dBm por canal. O comprimento da fibra DCF é 17,35 km	69
Figura 4.6 - Ganho analítico e numérico em função do comprimento de onda dos 23 canais WDM. $\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm, e $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm. $P_{p1} = 215,17$ mW, $P_{p2} = 264,68$ mW e $P_{p3} = 200,16$ mW	70

Figura 4.7 - Erro do ganho médio em função do comprimento da fibra DCF para amplificadores Raman com 23 sinais e três bombeios. $\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm, $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm, $P_{p1} = 215,17$ mW, $P_{p2} = 264,68$ mW e $P_{p3} = 200,16$ mW	71
Figura 4.8 - Erro do ganho médio em função do comprimento da fibra DCF para amplificadores Raman com 1 sinal e três bombeios. $\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm, $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm, $P_{p1} = 215,17$ mW, $P_{p2} = 264,68$ mW e $P_{p3} = 200,16$ mW	72
Figura 4.9 - Evolução das potências dos bombeios na fibra DCF. Símbolos vazios representam a solução numérica, e símbolos cheios a solução analítica. $\lambda_{p1} = 1429,6$ nm, $\lambda_{p2} = 1431,6$ nm, $\lambda_{p3} = 1435,3$ nm, $\lambda_{p4} = 1467,3$ nm e $\lambda_{p5} = 1469,7$ com 190 mW, 75 mW, 60 mW, 72 mW e 200 mW respectivamente. O sistema foi composto por 26 canais WDM com $P_{s,in} = -20$ dBm por canal.....	73
Figura 4.10 - Ganho analítico e numérico em função do comprimento de onda dos 26 canais WDM. $\lambda_{p1} = 1429,6$ nm, $\lambda_{p2} = 1431,6$ nm, $\lambda_{p3} = 1435,3$ nm, $\lambda_{p4} = 1467,3$ nm e $\lambda_{p5} = 1469,7$ nm. $P_{p1} = 190$ mW, $P_{p2} = 75$ mW, $P_{p3} = 60$ mW, $P_{p4} = 72$ mW e $P_{p5} = 200$ mW	74
Figura 4.11 - Sistema experimental de um amplificador Raman distribuído na configuração contra-propagante.....	75
Figura 4.12 - Ganhos experimental, analítico e numérico em função da potência total dos bombeios. $\lambda_{p1} = 1448,5$ nm e $\lambda_{p2} = 1456,5$ nm. $P_{p1} = P_{p2}$. $\lambda_s = 1552,03$ nm e $P_{s,in} = 0$ dBm. (a) 50 km de fibra SMF e (b) 100 km de fibra SMF.....	77
Figura 4.13 - Eficiência do ganho de Raman em função do deslocamento em frequência para a fibra SMF. O ganho foi medido em um comprimento de onda de referência $\lambda_0 = 1456,5$ nm	78
Figura 4.14 - Comparação entre os ganhos experimental, analítico e numérico em função dos comprimentos de onda dos sinais. $\lambda_{p1} = 1448,5$ nm e $\lambda_{p2} = 1456,5$ nm. $P_{p1} = P_{p2} = 22,7$ dBm e $P_{s,in} = 0$ dBm. (a) 50 km de fibra SMF e (b) 100 km de fibra SMF.....	79
Figura 4.15 - Eficiência do ganho de Raman em função do deslocamento em frequência para a fibra TrueWave. O ganho foi medido em um comprimento de onda de referência $\lambda_0 = 1455$ nm	80
Figura 4.16 - Comparação entre os ganhos experimental (referência [5]), analítico e numérico em função dos comprimentos de onda dos sinais. (a) $\lambda_{p1} = 1443$ nm e $\lambda_{p2} = 1465$ nm com potências $P_{p1} = 150$ mW e $P_{p2} = 300$ mW. (b) $\lambda_{p1} = 1443$ nm e $\lambda_{p2} = 1465$ nm com potências $P_{p1} = 300$ mW e $P_{p2} = 150$ mW. (c) $\lambda_{p1} = 1443$ nm, $\lambda_{p2} = 1455$ nm e $\lambda_{p3} = 1465$ nm com 300 mW cada um.....	82
Figura 4.17 - Evolução das potências dos bombeios na fibra TrueWave. Símbolos cheios representam a solução analítica e símbolos vazios a solução numérica para bombeios com comprimentos de onda e potências de acordo com as situações (a), (b) e (c) da Figura 4.16.....	84
Figura 4.18 - Evolução das potências na fibra DCF. Símbolos vazios representam a solução numérica, e símbolos cheios a solução analítica. (a) potência dos bombeios, com potências $P_{p1} = 215,17$ mW, $P_{p2} = 264,68$ mW e $P_{p3} = 200,16$ mW respectivamente. (b) evolução da potência de três dos 23 canais WDM, com $P_{s,in} = -20$ dBm por canal.....	88
Figura 4.19 - Ganhos analítico e numérico em função do comprimento de onda dos 23 canais. Símbolos vazios representam a solução numérica, e símbolos cheios a solução analítica.	

$\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm e $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm com potências $P_{p1} = 215,17$ mW, $P_{p2} = 264,68$ mW e $P_{p3} = 200,16$ mW, respectivamente	89
Figura 4.20 - Erro do ganho em função do comprimento da fibra DCF para amplificadores Raman com 23 sinais e três bombeios co-propagantes. $\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm, $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm, $P_{p1} = 215,17$ mW, $P_{p2} = 264,68$ mW e $P_{p3} = 200,16$ mW	89
Figura 4.21 - Evolução das potências na fibra DCF. Símbolos vazios representam a solução numérica, e símbolos cheios a solução analítica. (a) evolução da potência dos bombeios co-propagantes, com $P_{p1} = 190$ mW, $P_{p2} = 75$ mW, $P_{p3} = 60$ mW, $P_{p4} = 72$ mW e $P_{p5} = 200$ mW, respectivamente. (b) evolução da potência de três dos 26 canais WDM. O sistema foi composto por 26 canais WDM com $P_{S,in} = -20$ dBm por canal	91
Figura 4.22 - Ganhos analítico e numérico em função do comprimento de onda dos 26 canais. (a) $P_{S,in} = -30$ dBm por canal. (b) $P_{S,in} = -20$ dBm por canal. (c) $P_{S,in} = -10$ dBm por canal. Cinco bombeios com $\lambda_{p1} = 1429,6$ nm, $\lambda_{p2} = 1431,6$ nm, $\lambda_{p3} = 1435,3$ nm, $\lambda_{p4} = 1467,3$ nm e $\lambda_{p5} = 1469,7$ nm com potências $P_{p1} = 190$ mW, $P_{p2} = 75$ mW, $P_{p3} = 60$ mW, $P_{p4} = 72$ mW e $P_{p5} = 200$ mW, respectivamente	92
Figura 4.23 - Erro do ganho em função do comprimento da fibra DCF para amplificadores Raman com 26 sinais e cinco bombeios co-propagantes. $\lambda_{p1} = 1429,6$ nm, $\lambda_{p2} = 1431,6$ nm, $\lambda_{p3} = 1435,3$ nm, $\lambda_{p4} = 1467,3$ nm e $\lambda_{p5} = 1469,7$ nm com potências $P_{p1} = 190$ mW, $P_{p2} = 75$ mW, $P_{p3} = 60$ mW, $P_{p4} = 72$ mW e $P_{p5} = 200$ mW, respectivamente	93
Figura 4.24 - Sistema experimental de um amplificador Raman distribuído na configuração co-propagante	94
Figura 4.25 - Ganhos experimental, analítico e numérico em função da potência total dos bombeios. $\lambda_{p1} = 1448,5$ nm e $\lambda_{p2} = 1456,5$ nm. $P_{p1} = P_{p2}$. $\lambda_S = 1552,03$ nm e $P_{S,in} = 0$ dBm. $L = 50$ km	95
Figura 4.26 - Comparação entre os ganhos experimental, analítico e numérico em função dos comprimentos de onda dos sinais. $\lambda_{p1} = 1448,5$ nm e $\lambda_{p2} = 1456,5$ nm. $P_{p1} = P_{p2} = 22,7$ dBm e $P_{S,in} = 0$ dBm. $L = 100$ km de fibra SMF	96

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 - Parâmetros da fibra DCF.....	46
Tabela 4.1 - Parâmetros do amplificador concentrado.....	63
Tabela 4.2 - Parâmetros do amplificador contra-propagante distribuído. (*) Valores medidos experimentalmente	76
Tabela 4.3 - Parâmetros da fibra TrueWave.....	80
Tabela 4.4 - Coeficientes de atenuação dos bombeios e dos sinais na fibra DCF utilizados nas simulações do modelo analítico do amplificador co-propagante	86
Tabela A.1 - Estimativa do tempo de simulação dos modelos numérico e analítico	104

LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS

A_{eff}	Área efetiva da fibra
B_e	Banda de ruído
C_R	Eficiência do ganho de Raman
E	Campo elétrico
G	Ganho do amplificador
I	Intensidade óptica
K_R	Constante dependente do material dopante do núcleo da fibra
L	Comprimento da fibra
L_{eff}	Comprimento efetivo de interação na fibra
N_b	Quantidade de bombeios propagantes
N_E	Ruído de emissão espontânea
P	Potência óptica
P	Dipolo elétrico
T	Temperatura
cap	Fator de captura
g_R	Coefficiente de ganho de Raman
h	Constante de Planck
k	Constante de Boltzman
n_o	Índice de refração da fibra
w	Raio modal
Δ_n	Varição do índice de refração da fibra
Γ	Fator de polarização
α	Coefficiente de absorção
α_{RS}	Perda de <i>background</i> do espalhamento de Rayleigh
χ	Susceptibilidade dielétrica
ε	Coefficiente de espalhamento de Rayleigh
ε_0	Permissividade elétrica do vácuo
η	Frequência óptica

$\eta(T)$	População de fônons
λ	Comprimento de onda
λ_0	Comprimento de onda do bombeio de referência
μ	Frequência óptica
ν	Frequência óptica
σ	Frequência óptica
ω	Frequência angular
ASE	Emissão espontânea amplificada
BVP	Ferramenta do Matlab que soluciona problemas com valores de contorno
CW	Onda contínua
DCF	Fibra compensadora de dispersão
DRB	Espalhamento duplo de Rayleigh
EDFA	Amplificador a fibra dopada com érbio
FWM	Mistura de quatro ondas
OSNR	Relação sinal ruído óptica
SBS	Espalhamento estimulado de Brillouin
SMF	Fibra monomodo padrão
SPM	Auto modulação de fase
SRS	Espalhamento estimulado de Raman
XPM	Modulação cruzada de fase
WDM	Multiplexação por divisão de comprimento de onda

RESUMO

Os atuais avanços na fabricação de *lasers* de alta potência e da tecnologia WDM despertaram o interesse em investir em amplificadores ópticos com banda larga, como os amplificadores Raman. A amplificação dos sinais em amplificadores Raman ocorre devido ao efeito não linear que surge nas transmissões de sinais em fibras ópticas, conhecido como espalhamento estimulado de Raman. Os amplificadores Raman apresentam uma amplificação distribuída, pois a transferência de energia ocorre ao longo de todo o comprimento do enlace.

Um dos maiores desafios quando se trata de amplificadores Raman com multi-bombeios é conseguir ajustar o ganho e o *ripple* desejados em uma banda larga de sinais. Esta otimização é condicionada ao correto conjunto de bombeios, seus comprimentos de onda e suas potências, que é estabelecido ao sistema. Alguns métodos de otimização do ganho já foram propostos em trabalhos anteriores e grande parte deles recorre à solução numérica das equações acopladas que descrevem a evolução das potências em amplificadores Raman.

Este trabalho desenvolve um modelo analítico com equações que descrevem a evolução das potências e conseqüentemente do ganho dos sinais propagantes em amplificadores Raman multi-bombeios e multi-sinais. O modelo analítico inclui a interação, devido ao efeito Raman, entre todos os comprimentos de onda propagantes e os efeitos de polarização, desconsiderando em sua formulação os efeitos de ruído de emissão espontânea amplificada e do espalhamento elástico da luz (espalhamento de Rayleigh). O modelo proposto é validado comparando os resultados analíticos com resultados obtidos através de soluções numéricas e com dados experimentais, considerando diversas configurações do amplificador. Os testes comparativos mostram que o modelo analítico desenvolvido neste trabalho é uma ferramenta bastante rápida e confiável que pode ser utilizada para projetar amplificadores Raman multi-sinais e multi-bombeios.

ABSTRACT

The recent advances in high power laser and WDM technologies have contributed to the increasing interest in broadband optical Raman amplifiers. The amplification of signals in such amplifiers occurs due to the stimulated Raman scattering nonlinear effect that occurs along the propagation of pumps and signals in an optical fiber link. The Raman amplifier can be implemented over the entire transmission fiber link, known as distributed Raman amplifier, or over a smaller fiber link in series with the transmission fiber, known as lumped Raman amplifier.

One of the challenges in Raman amplifiers is to set the pump power and wavelengths to obtain a desired gain and ripple in a determined signal band. Some methods of optimization have already been proposed, and most of them resort to numerical solutions.

This work describes the development of an analytical model of power evolution and signal gain in multi-pumps and multi-signals Raman amplifiers. The analytical model includes in its formulation the Raman interaction among all the frequencies and the polarization effects. Amplified spontaneous emission noise effects and elastic scattering of the light are neglected in the analytical model.

The analytical model proposed is validated comparing analytical results with those obtained by numerical solution and experimental data, with a vast combination of input parameters. The comparisons have showed that the analytical model is a reliable and fast tool to design multi-pumps and multi-signal Raman amplifiers.

CAPÍTULO 1

Introdução

O amplificador Raman é um dispositivo óptico capaz de amplificar uma banda larga de sinais propagantes em fibras ópticas sem precisar recorrer à conversão óptica-elétrica-óptica. O princípio de amplificação nos amplificadores Raman ocorre devido a um efeito não linear que surge em determinadas transmissões a fibra óptica conhecido como Espalhamento Estimulado de Raman (SRS), explicado mais detalhadamente no Capítulo 2. O mecanismo de ganho do amplificador consiste na transferência de energia de um ou mais canais de bombeio, geralmente canais com potências elevadas, para os demais canais de sinal, desde que a separação em frequência entre bombeios e sinais satisfaça a condição de ganho de Raman [1]. Embora este efeito tenha sido observado há décadas em alguns líquidos e gases [2] e [3], o princípio de amplificação espontânea de Raman em fibras ópticas de vidro só foi confirmado por Stolen e Ippen em 1973 [4]. Na ocasião foi medido um pequeno ganho de sinal em um trecho de 590 cm de fibra monomodo, com um bombeio em 526 nm. Em 1985 foi desenvolvido um pré-amplificador Raman com um bombeio implementado em 45 km de fibra monomodo amplificando um sinal na região de 1550 nm [5], e em 1999 foi desenvolvido um amplificador Raman com doze bombeios que proporcionou 1 dB de *ripple* em uma largura de banda de sinais de 100 nm [6]. A falta de tecnologia apropriada, tal como a fabricação de *lasers* de alta potência a preços acessíveis, contribuiu para o atraso no desenvolvimento e implementação dos amplificadores Raman, e por isso durante alguns anos os amplificadores Raman eram limitados às bancadas dos laboratórios.

Três importantes pontos da amplificação Raman podem ser destacados: (i) O SRS ocorre em qualquer tipo de fibra; (ii) o ganho de Raman pode ocorrer em qualquer comprimento de onda do sinal (qualquer banda óptica), com a apropriada alocação do bombeio; e (iii) o processo de ganho de Raman é muito rápido [7]. Estas características fazem com que o amplificador Raman se diferencie dos Amplificadores Dopados com Érbio (EDFAs) que tem como características: (i) requerer fabricação de fibras especiais, (ii) que os comprimentos de onda dos bombeios e dos

sinais sejam determinados pelos níveis de ressonância do érbio, e (iii) caracterizando-se por uma transferência de energia muito lenta.

As vantagens previamente citadas, associadas a outras tais como baixa figura de ruído e ganhos moderados, despertou o interesse em investir nos amplificadores Raman. Graças aos atuais avanços na fabricação de lasers de alta potência, os amplificadores Raman se tornaram um dos dispositivos ópticos não lineares mais comercializados pela indústria de telecomunicações. Desde o início deste século o amplificador Raman vem sendo implementado em sistemas de transmissão a fibras ópticas de médio e longo alcance [8]. Atualmente é possível implementar tais amplificadores a preços bastante competitivos [7].

1.1 NÃO LINEARIDADES EM FIBRAS ÓPTICAS

Conforme mencionado na seção anterior, o mecanismo de amplificação Raman ocorre devido às características não lineares das fibras ópticas. Uma breve explicação sobre como surgem as não linearidades em fibras é descrita nesta seção.

Fibras ópticas são materiais dielétricos, e a resposta de qualquer dielétrico torna-se não linear para campos eletromagnéticos intensos. Em um nível fundamental, a origem da resposta não linear está relacionada a um movimento não harmônico dos elétrons sob a influência de um campo aplicado. Como resultado, a polarização induzida \mathbf{P} do dipolo elétrico não é linear com o campo elétrico \mathbf{E} , mas satisfaz a relação mais geral,

$$P = \epsilon_0 \left[\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} : EEE + \dots \right] \quad (1.1)$$

onde ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo e $\chi^{(j)}$ ($j = 1, 2, \dots$) é a susceptibilidade dielétrica de ordem j . A susceptibilidade linear $\chi^{(1)}$ representa a contribuição dominante para \mathbf{P} . Este efeito é incluído através do índice de refração n_0 e do coeficiente de atenuação α . A susceptibilidade de segunda ordem $\chi^{(2)}$ é responsável por efeitos não lineares de segunda ordem tais como a geração de harmônicos de segunda ordem. Entretanto, a susceptibilidade de segunda ordem é diferente de zero somente para meios que não possuem simetria de inversão em nível molecular. Como SiO_2 é uma molécula simétrica, $\chi^{(2)}$ não existe na sílica. Como consequência, fibras ópticas normalmente não apresentam efeitos não lineares de segunda ordem. Os efeitos não lineares de mais baixa ordem, tais como geração de harmônicos de terceira ordem, e a refração não linear, são originados a partir da susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$ [1]. A refração não linear, fenômeno

que se refere à dependência do índice de refração da fibra com a intensidade óptica do sinal, é responsável pelo surgimento de um grande número de efeitos não lineares.

Dentre todos os efeitos não lineares que podem causar a degradação do sinal transmitido em fibras ópticas, alguns deles são largamente estudados e merecem destaque. Os efeitos não lineares podem ser classificados em duas classes, de acordo com o princípio de geração de cada um deles. Na primeira classe estão os efeitos que surgem devido ao índice de refração não linear da fibra. Dentre eles destacamos os efeitos não lineares da Auto Modulação de Fase (SPM), da Modulação Cruzada de Fase (XPM), e da Mistura de Quatro Ondas (FWM). Na segunda classe estão os efeitos não lineares gerados através do espalhamento inelástico do sinal óptico pelas moléculas da fibra. Inseridos na segunda classe estão os efeitos não lineares de Espalhamento Espontâneo e Estimulado de Raman e o Espalhamento Estimulado de Brillouin (SBS) [1].

Sob condições de alta potência e longos comprimentos de interação, os produtos relevantes de potência *versus* distância podem ser tão grandes de modo a tornar os efeitos não lineares nas fibras fatores dominantes na determinação do desempenho dos sistemas de longas distâncias. Especificações do sistema tais como o comprimento máximo do enlace, o número de canais propagantes, o espaçamento em frequência entre os canais, e a potência dos canais são todos afetados.

Os dois parâmetros básicos para as considerações sobre não linearidades nas fibras são a área efetiva A_{eff} , que é a área equivalente da seção transversal da fibra onde se assume que a intensidade de luz é uniforme, e o comprimento efetivo L_{eff} , que é o comprimento equivalente da fibra sobre o qual a ação dos efeitos não lineares são mais significativos.

Apesar dos efeitos não lineares de uma forma geral contribuírem para a degradação dos sinais propagantes em uma fibra, o efeito de espalhamento estimulado de Raman devidamente controlado e manipulado proporciona o surgimento de amplificadores ópticos de banda larga. Estes amplificadores são conhecidos como Amplificadores Raman, e são o tema de estudo deste trabalho. Uma maior ênfase aos efeitos de espalhamento espontâneo e estimulado de Raman é dada no Capítulo 2.

1.2 OBJETIVOS, MOTIVAÇÕES E CONTRIBUIÇÕES

Os parâmetros de projeto dos amplificadores Raman, como ganho dos sinais e a relação sinal ruído óptica geralmente são obtidos teoricamente através de simulações numéricas,

utilizando-se modelos matemáticos do amplificador facilmente encontrados na literatura. Existem modelos bastante completos e confiáveis, porém a solução numérica destes modelos requer um tempo computacional que é dependente da complexidade do sistema. Se a complexidade aumenta, como, por exemplo, aumentando a quantidade de frequências propagantes, se torna praticamente inviável utilizar estes modelos para ajustar os parâmetros de projeto dos amplificadores. Esta dificuldade encontrada em projetar amplificadores Raman banda larga com multi-bombeios, motivou a busca por modelos mais simples e rápidos.

O objetivo deste trabalho consiste em desenvolver um modelo analítico que apresente resultados bem próximos aos obtidos através de um modelo numérico completo e de resultados experimentais. Expressões analíticas geralmente representam modelos aproximados, portanto o desafio é garantir que os modelos analíticos forneçam resultados satisfatórios dentro de uma faixa de potências de interesse em sistemas de comunicações ópticas. Em se tratando de amplificadores ópticos, esta faixa corresponde àquela onde o ruído não afeta significativamente o sistema, e onde o ganho do amplificador não tenha alcançado a saturação. No entanto, a resposta do amplificador varia de acordo com os parâmetros de projeto do sistema, tais como nível de potência dos sinais e dos bombeios, perdas por absorção, comprimento e coeficiente de ganho de Raman da fibra.

A contribuição deste trabalho consiste em apresentar um modelo analítico de propagação de potência e de ganho em amplificadores Raman. Inicialmente é desenvolvido um modelo analítico de evolução de potência de ruído gerado pela amplificação da emissão espontânea (ASE) em sistemas multi-sinais, mas com somente um bombeio na configuração contra-propagante. Na sequência é desenvolvido um modelo analítico de evolução das potências de múltiplos bombeios, dos sinais e do ganho em amplificadores Raman concentrados e distribuídos, nas configurações contra-propagante e co-propagante. O modelo analítico de propagação de potência considera em sua formulação a total interação devido ao efeito Raman, entre todas as frequências propagantes na mesma direção.

1.3 ESCOPO DA TESE

No Capítulo 2 é explicado o processo de geração espontânea e amplificação estimulada de Raman. É mostrado o desenvolvimento numérico das equações que descrevem a evolução das potências dos bombeios e dos sinais nestes amplificadores e os principais efeitos que ocorrem durante a propagação destes sinais, tais como efeitos de polarização, espalhamento da luz e ruído.

É apresentado um modelo completo de equações acopladas que descreve a evolução das potências dos sinais e dos bombeios em amplificadores Raman com multi-sinais e multi-bombeios.

No Capítulo 3 é desenvolvido o modelo analítico de propagação de potência e ganho de sinais em amplificadores Raman, tomando como base o modelo completo de equações acopladas apresentado no Capítulo 2, que também é chamado neste trabalho de modelo numérico. A princípio é desenvolvido um modelo analítico de propagação de potências de emissão espontânea amplificada (ASE) para sistemas com somente um bombeio contra-propagante. Em seguida é desenvolvido um modelo analítico de propagação de potência e ganho dos sinais em amplificadores multi-sinais e multi-bombeios.

No Capítulo 4 o modelo analítico para amplificadores multi-bombeios e multi-sinais é exaustivamente testado e validado. Comparações entre os resultados analíticos com resultados numéricos e com dados experimentais são feitas considerando diversos parâmetros de projeto do amplificador. São analisados amplificadores Raman concentrados e distribuídos nas configurações contra-propagante e co-propagante.

No Capítulo 5 são apresentadas as conclusões deste trabalho e algumas sugestões de trabalhos futuros.

1.4 PUBLICAÇÕES

Durante o período de estudos que resultaram nesta tese foram produzidos 14 artigos publicados em conferências e periódicos nacionais e internacionais. Todos os trabalhos estão relacionados à amplificação Raman em sistemas ópticos. Alguns trabalhos são resultantes de investigações com o modelo numérico de equações acopladas apresentado no Capítulo 2, e serviram como base para os modelos analíticos desenvolvidos nesta tese.

São artigos publicados em periódicos:

CANI, S. P. N.; FRANCISCO, C. A.; BORGES, B. V.; CALMON, L. C.; ROMERO, M. A.. **Requirements for efficient Raman amplification and dispersion compensation using microstructured optical fibers.** *Fiber and Integrated Optics*, vol.26, pp. 255 - 270, 2007.

CASTELLANI, C. E. S.; CANI, S. P. N.; PONTES, M. J.; SEGATTO, M. E. V.. **Análise do desempenho de sistemas ópticos com amplificadores Raman.** *Revista de Ciência e Tecnologia – RECITEC*, vol. 2, pp. 26 - 34, 2007.

CANI, S. P. N.; CALMON, L. C.. **A novel analytical approach for gain and ASE modeling in narrowband and broadband LRA.** *Journal of Microwaves and Optoelectronics*, vol. 6, no.1, pp, 154-166, 2007.

BARBERO, A. P. L.; PONTES, M.J.; GIRALDI, M. T. M. R.; CANI, S. P. N.; CALMON, L. C.; SEGATTO, M. E. V.; RIEZNIK, A. A.; MARTINEZ, M. A. G.. **Numerical routines for the optimization of pumps power and wavelength in distributed Raman amplifiers.** *Fiber and Integrated Optics*, vol. 25, pp. 347-361, 2006.

São artigos publicados em anais de congressos:

CANI, S. P. N.; PONTES, M. J.; SEGATTO, M. E. V.; GIRALDI, M. T. M. R.; PROCÓPIO, C. A.; SOUZA, E. C.; BARBERO, A. P. L.. **Broadband Raman amplifier analytical model under experimental validation.** *International Microwave and Optoelectronics Conference - IMOC2007*.

CANI, S. P. N.; PONTES, M. J.; SEGATTO, M. E. V.; GIRALDI, M. T. M.; PROCÓPIO, C. A.; SOUZA, E. C.; BARBERO, A. P. L.; CARTAXO A. V. T.. **Experimental validation of a new analytical model for gain of broadband Raman amplifiers.** *6th Conference on Telecommunications – Conftele2007*, Peniche, Portugal, 2007.

CASTELLANI, C. E. S.; CANI, S. P. N.; PONTES, M. J.; GIRALDI, M. T. M. R.; BARBERO, A. P. L.; SEGATTO, M. E. V.. **Validação experimental de um modelo de análise dinâmica de sinais em amplificadores Raman.** *Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – SBrT2007*, Recife, 2007.

CANI, S. P. N.; CALMON, L. C.. **A novel analytical approach for gain and ASE modeling in narrow and broadband LRA.** *Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica – MOMAG2006*, Belo Horizonte, 2006.

CANI, S. P. N.; CALMON, L. C.; PONTES, M.J.; SEGATTO, M. E. V.; GIRALDI, M. T. M. R.; MARTINEZ, M. A. G.; BARBERO, A. P. L.; HERNANDEZ, M. S.; VELIZ, R. O.. **An efficient analytical model to predict net gain and optical signal to noise ratio in lumped Raman amplifiers.** *XII Congresso Internacional de Telecomunicaciones – Senacitel2006*, Valdivia, Chile, 2006.

CANI, S. P. N.; CALMON, L. C.; FRANCISCO, C. A.; SPADOTI, D. H.; BORGES B. V.; ROMERO M. A.. **Performance evaluation of simultaneous dispersion compensation and Raman amplification using microstructured optical fibers.** *International Microwave and Optoelectronics Conference - IMOC2005*, Brasília, 2005.

CANI, S. P. N.; CALMON, L. C.. **Analysis of different pumping schemes in distributed Raman amplifiers.** *International Microwave and Optoelectronics Conference - IMOC2005*, Brasília, 2005.

BARBERO, A. P. L.; CANI, S. P. N.; CALMON, L. C.; SEGATTO, M. E. V.; PONTES, M.J.; GIRALDI, M. T. M. R.; MARTINEZ, M. A. G.; RIEZNIK, A. A.. **Fast optimization technique**

to precisely determine distributed Raman amplifiers pump wavelength and power. *5th Conference on Telecommunications – Conftele2005*, Tomar, Portugal, 2005.

CANI, S. P. N.; CALMON, L. C.. **Distributed and lumped Raman amplifiers in optical communication systems.** *Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – SBrT2005*, Campinas, 2005.

São artigos submetidos:

CANI, S. P. N.; CALMON, L. C.; PONTES, M. J.; SEGATTO, M. E. V.; RIBEIRO, M. R. N.; CARTAXO A. V. T.. **An analytical approximated solution for gain of broadband Raman amplifiers with multiple counter-pumps.** *Journal of Lightwave Technology*.

Referências

- [1] Govind P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2001.
- [2] C. V. Raman, K. S. Krishnam, “A New Type of Secondary Radiation”, *Nature*, vol. 121, pp. 501-502, Fevereiro. 1928.
- [3] R. W. Hellwarth, “Theory of Stimulated Raman Scattering”, *Physical Review*, vol. 130, no.5, pp. 1850-1852, 1963.
- [4] R. H. Stolen, E. P. Ippen, “Raman gain in glass optical waveguides”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, pp. 276-278, 1973.
- [5] J. Hegarty, N. A. Olsson e L. Goldner, “CW pumped Raman preamplifier in a 45 km long fibre transmission system operating at 1.5 μm and 1 Gbit/s”, *Electronics Letters*, vol. 21, no. 7, pp. 290-292, 1985.
- [6] Y. Emori, K. Tanaka e 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.
- [7] C. Headley, e G. P. Agrawal (editors), *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*. Elsevier Academic Press, 2005.
- [8] M. N. Islam (editor), *Raman Amplifiers for Telecommunications 1- Physical Principles*. Springer-Verlag New York, Inc, 2004.

CAPÍTULO 2

Modelamento Numérico em Amplificadores Raman

O princípio de amplificação nos amplificadores Raman é baseado no efeito não linear de Espalhamento Estimulado de Raman. Entretanto, existem vários efeitos agindo durante a propagação dos sinais e bombeios em amplificadores Raman. Fatores como perdas por absorção (atenuação), efeitos de polarização, ruído, dispersão além de outros efeitos não lineares também são fatores relevantes que interferem na propagação das inúmeras frequências propagantes. Este capítulo mostra o princípio de funcionamento do amplificador Raman, e descreve os principais efeitos que afetam a transmissão de sinais em tais amplificadores considerando um regime de operação CW (*continuous wave*). Não são abordados neste trabalho efeitos dinâmicos como dispersão por velocidade de grupo e os efeitos não lineares de auto modulação de fase (SPM), modulação cruzada de fase (XPM), mistura de quatro ondas (FWM) e espalhamento estimulado de Brillouin (SBS).

Em princípio é apresentado um modelo numérico de evolução de potência com regime estacionário para sistemas com apenas um bombeio e um sinal interagindo entre si, e, à medida que os demais efeitos forem sendo citados é mostrado como é feita a inserção destes efeitos no modelo. Na seqüência é apresentado um modelo numérico completo para multi-sinais e multi-bombeios propagando simultaneamente. Por fim são apresentadas as possíveis configurações de implementação dos amplificadores Raman.

2.1 ESPALHAMENTO ESPONTÂNEO E ESTIMULADO DE RAMAN

Quando a luz é espalhada pelas moléculas de um meio, a maioria dos fótons é elasticamente espalhada. Os fótons elasticamente espalhados possuem a mesma energia (frequência) do fóton incidente. Porém, uma pequena fração da luz, aproximadamente 1 em 10^7 fótons incidentes, é espalhada em frequências ópticas diferentes do fóton incidente, como é o caso do espalhamento de Raman [1]. A Figura 2.1 ilustra como surgem as diferentes frequências no espalhamento da luz.

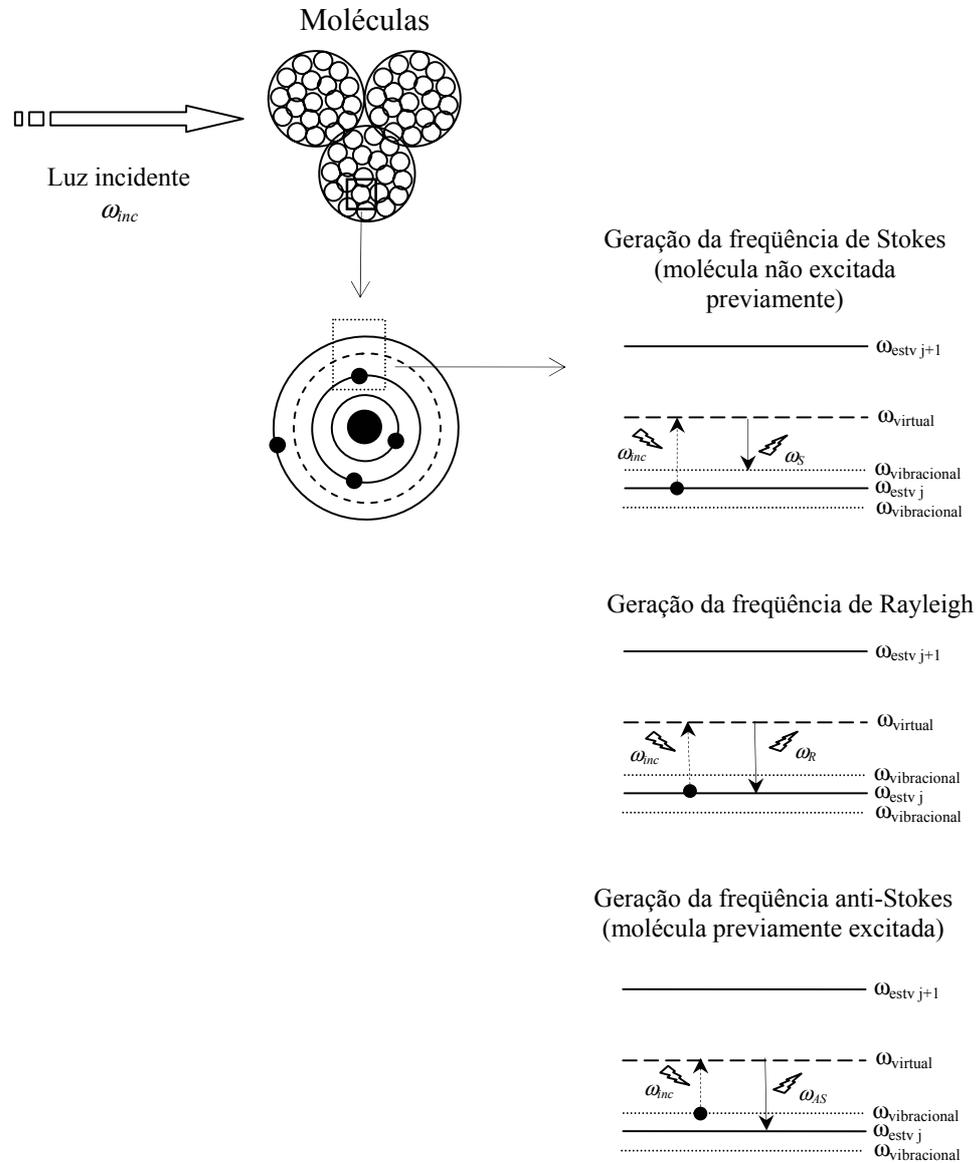


Figura 2.1: Esquemático do espalhamento da luz.

Na Figura 2.1, ω_{inc} representa a frequência do fóton incidente, ω_S representa as frequências de Stokes. ω_R , representa as frequências do espalhamento de Rayleigh, e ω_{AS} são as frequências anti-Stokes.

À temperatura ambiente, a excitação térmica das moléculas não é nula, porém é baixa. Por isso pode-se assumir que as moléculas apresentam um estado inicial estável ω_{estav} . Em algumas situações a luz incidente perde parte de sua energia provocando uma excitação vibracional nas

moléculas, desta forma a luz espalhada apresentará energia menor do que a luz incidente. As frequências geradas pelo espalhamento da luz que são menores que a frequência da luz incidente são denominadas de frequências de Stokes. De acordo com o esquema da Figura 2.1, o surgimento das frequências de Stokes ocorrem da seguinte forma:

$$\omega_S = \omega_{inc} - \omega_{vibracional} \quad (2.1)$$

Quando não há perturbação na polarização da molécula, a luz espalhada apresenta a mesma frequência da luz incidente. Este processo é denominado de espalhamento de Rayleigh.

$$\omega_R = \omega_{inc} \quad (2.2)$$

Durante o espalhamento pode acontecer que algumas moléculas estejam excitadas previamente à incidência da luz. Nestas situações, estas moléculas se encontram em um estado estável, porém acrescido de uma energia vibracional provocada por fonte externa. Nesta situação a luz espalhada apresenta energia maior que a luz incidente. As frequências geradas pelo espalhamento da luz que são maiores que a frequência da luz incidente são denominadas de anti-Stokes.

$$\omega_{AS} = \omega_{inc} + \omega_{vibracional} \quad (2.3)$$

O espalhamento da luz incidente, que gera as frequências de Stokes e anti-Stokes é chamado de Espalhamento Espontâneo de Raman. A Figura 2.2 mostra o esquemático do espectro da luz espalhada.

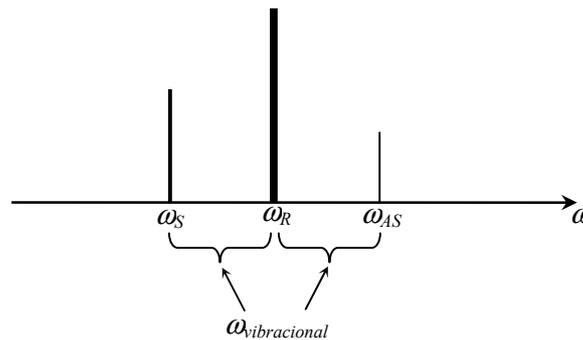


Figura 2.2: Espectro simplificado do espalhamento da luz.

Conforme mencionado no Capítulo 1, uma perturbação de alta intensidade na molécula pode mudar a sua susceptibilidade dielétrica χ , e o meio deixa de ter uma resposta linear. Esta mudança na susceptibilidade dielétrica permite um acoplamento entre as ondas de Stokes e a onda incidente, tal que a intensidade da onda incidente pode ser transferida para as ondas de

Stokes [2]. Quanto maior a intensidade de fótons presentes nas ondas de Stokes e quanto mais intensa for a luz incidente, maior é o crescimento da onda de Stokes. A Figura 2.3 ilustra o perfil de ganho de Raman normalizado das frequências de Stokes, geradas com polarizações paralela e perpendicular à onda incidente, em função do deslocamento em frequência para sílica fundida. O perfil de ganho das frequências anti-Stokes não está ilustrado na Figura 2.3. Note que a mais significativa propriedade do ganho de Raman em fibras de sílica é que o ganho se estende sobre uma faixa larga de desvio de frequência (até 40 THz) com um pico largo e dominante próximo a 13 THz. Este comportamento se deve à natureza não cristalina do vidro de sílica. Devido a esta característica do espalhamento de Raman, se forem propagados no meio dois canais com frequências distintas, deslocados em aproximadamente 13 THz, o canal com maior frequência agirá como um bombeio e transferirá parte de sua energia para o canal com menor frequência. Este efeito é denominado de Espalhamento Estimulado de Raman (SRS) e é o princípio básico da amplificação óptica utilizada nos amplificadores Raman.

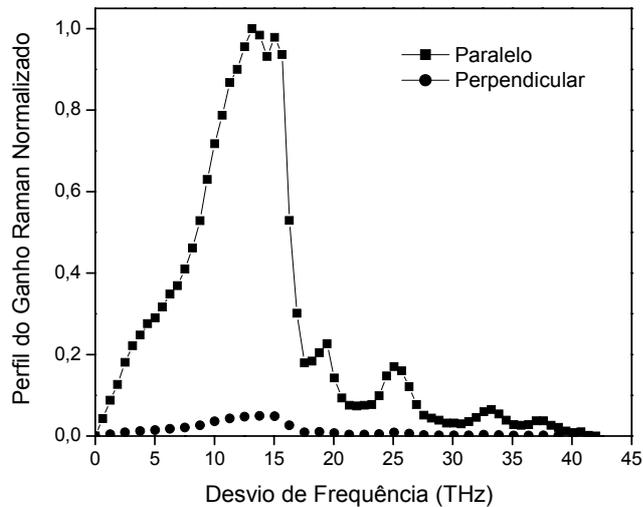


Figura 2.3: Perfil do ganho de Raman normalizado em função do desvio de frequência.

A interação entre o bombeio e as frequências de Stokes, sob condição de regime estacionário, ou CW, é governada pelo seguinte conjunto de equações acopladas [2].

$$\frac{dI_S}{dz} = -\alpha_S I_S + g_{R_p,S} I_P I_S, \quad (2.4)$$

$$\frac{dI_P}{dz} = -\alpha_P I_P - \frac{\omega_P}{\omega_S} g_{R_{p,s}} I_P I_S, \quad (2.5)$$

onde I_S é a intensidade da onda de Stokes e I_P é a intensidade do bombeio. α_S e α_P correspondem às perdas da fibra (perdas por absorção) nas frequências de Stokes e do bombeio, respectivamente. $g_{R_{p,s}}$ é o coeficiente de ganho de Raman, que é obtido em função da separação em frequência entre a onda de Stokes e o bombeio. Em geral $g_{R_{p,s}}$ depende da composição do núcleo da fibra e pode variar significativamente com o uso de diferentes dopantes. A relação entre as frequências angulares ω_P/ω_S é o termo que garante a conservação da energia trocada entre o bombeio e a onda de Stokes.

As equações acopladas (2.4) e (2.5) podem ser expressas em função da potência das ondas propagantes. Sabe-se que [2]

$$I = \frac{P}{A_{eff}}, \quad (2.6)$$

$$A_{eff} = \pi w^2. \quad (2.7)$$

Onde A_{eff} é a área efetiva, w é o raio modal da fibra, e P é o nível de potência da onda propagante. Substituindo-se (2.6) em (2.4) e (2.5), tem-se:

$$\frac{dP_S}{dz} = -\alpha_S P_S + \frac{g_{R_{p,s}}}{A_{eff}} P_P P_S, \quad (2.8)$$

$$\frac{dP_P}{dz} = -\alpha_P P_P - \frac{\omega_P}{\omega_S} \frac{g_{R_{p,s}}}{A_{eff}} P_P P_S. \quad (2.9)$$

Onde os subscritos S e P representam as frequências das ondas de Stokes (deste ponto em diante chamada de sinal), e do bombeio, respectivamente.

A dependência da A_{eff} com a frequência é um fator que deve ser considerado no projeto de amplificadores Raman, pois sua variação implica diretamente no ganho do amplificador. De acordo com [3] e [4], ao invés de medir diretamente a área efetiva, o termo $g_{R_{p,s}}/A_{eff}$ em função da frequência pode ser medido para cada fibra em questão. Define-se então

$$C_{R_{p,s}} = \frac{g_{R_{p,s}}}{A_{eff}}, \quad (2.10)$$

onde $C_{R_p,s}$ é denominado de eficiência do ganho Raman, e possui um valor que depende do desvio em frequência entre o sinal e o bombeio [5].

Na Figura 2.3 observamos que o ganho de Raman apresenta duas curvas, uma para luz polarizada paralelamente (co-polarizada) e uma outra para a luz polarizada perpendicularmente à luz de bombeio [6]. Como pode ser visto, o ganho Raman co-polarizado é muito maior que o ganho ortogonal, o que pode causar dependência da polarização no amplificador Raman. Em longos comprimentos de fibras empregados em sistemas de transmissão, a polarização entre bombeios e sinais não é mantida, ela varia arbitrariamente e, portanto, oscila entre polarização paralela e perpendicular. Esta variação da polarização é computada através de um fator de polarização Γ , cujo valor é assumido igual a 1 se a polarização entre bombeios e sinais for mantida, ou 2 caso ocorra a total despolarização[7]. Substituindo o fator Γ e a equação (2.10) em (2.8) e (2.9), as equações resultantes são:

$$\frac{dP_S}{dz} = -\alpha_S P_S + \frac{C_{R_p,s}}{\Gamma} P_P P_S, \quad (2.11)$$

$$\frac{dP_P}{dz} = -\alpha_P P_P - \frac{\omega_P}{\omega_S} \frac{C_{R_p,s}}{\Gamma} P_S P_P. \quad (2.12)$$

As equações acopladas (2.11) e (2.12) governam respectivamente a evolução da potência do sinal e do bombeio que interagem entre si devido ao espalhamento estimulado de Raman e são atenuados pela fibra. Se desprezarmos na equação (2.12) a depleção do bombeio provocada pela potência do sinal, é possível obter uma solução analítica para a propagação do sinal.

$$P_P(z) = P_P(0) \exp(-\alpha_P z). \quad (2.13)$$

A expressão analítica para a evolução da potência do sinal é dada por:

$$P_S(z) = P_S(0) \exp\left(\frac{C_{R_p,s}}{\Gamma} P_P(0) Leff - \alpha_S z\right), \quad (2.14)$$

$$Leff = \frac{1 - \exp(-\alpha_P L)}{\alpha_P}. \quad (2.15)$$

Onde $Leff$ é o comprimento efetivo da fibra. Devido à absorção do bombeio, o comprimento de interação passa a ser $Leff$ no lugar do comprimento total da fibra L . $P_P(0)$ é a potência de entrada do bombeio, e $P_S(0)$ é a potência de entrada do sinal.

O ganho do sinal é definido como sendo a relação entre as potências do sinal na saída e na entrada do amplificador [5]. Aplicando a equação de ganho na equação (2.14), tem-se

$$G = \frac{P_S(L)}{P_S(0)} = \exp\left(\frac{C_{R_{p,s}}}{\Gamma} P_p(0) Leff - \alpha_s L\right). \quad (2.16)$$

Assim sendo, segundo a equação (2.16), o ganho do amplificador depende das perdas por absorção do sinal, da potência do bombeio, da eficiência do ganho de Raman, do comprimento efetivo e do estado de polarização.

2.2 RUÍDO EM AMPLIFICADORES RAMAN

O ruído gerado em sistemas ópticos é um fator de considerável importância. Um sistema de transmissão amplificado opticamente deve ser dimensionado levando em consideração a evolução do ruído e os danos que este efeito pode provocar no sistema. Em amplificadores Raman existem quatro fontes primárias de ruído [6]. A primeira é o espalhamento duplo de Rayleigh (DRS), que corresponde a um espalhamento duplo da luz incidente e se torna significativo nos longos enlaces de fibra empregados em sistemas de comunicações ópticas. A segunda fonte de ruído surge quando flutuações na potência dos bombeios são acopladas aos sinais. Porém existem técnicas de se evitar este acoplamento, onde uma delas é utilizar bombeios contra-propagantes aos sinais. A terceira fonte é o ruído gerado pelo espalhamento espontâneo de Raman, também denominado de amplificação da emissão espontânea (ASE). Finalmente a quarta fonte de ruído corresponde à geração térmica de fônons, que se torna significativa quando os sinais estão alocados bem próximos aos bombeios. Geralmente este efeito é desprezado em amplificadores Raman, uma vez que o ideal é que os sinais e os bombeios estejam espectralmente afastados em aproximadamente 13 THz.

2.2.1 Espalhamento Duplo de Rayleigh

A luz incidente em uma fibra pode sofrer um duplo espalhamento conhecido como espalhamento duplo de Rayleigh (DRS). No primeiro evento a luz é espalhada na direção contrária à luz incidente (componente contra-propagante), em seguida a luz espalhada também sofre um espalhamento e se torna co-propagante à luz original incidente, conforme ilustra a Figura 2.4. No espalhamento duplo de Rayleigh a luz é elasticamente espalhada, desta forma para cada sinal propagante haverá uma componente contra-propagante e uma co-propagante de mesma

freqüência que a luz incidente. A componente contra-propagante poderia facilmente ser desprezada uma vez que a sua potência está aproximadamente 40 dB abaixo da potência da luz incidente. Entretanto, em amplificadores Raman distribuídos com dezenas de quilômetros, esta componente pode ser bastante amplificada. A luz duplamente espalhada também é amplificada e chega ao receptor como um ruído acrescido à luz original incidente, uma vez que o fotodetector não consegue distinguir entre o sinal e a sua componente duplamente refletida. O DRS é a maior fonte de penalidade em amplificadores Raman [8], pois da mesma forma que o sinal é duplamente espalhado, o ruído gerado pela emissão espontânea também será e, conseqüentemente, as multi-reflexões (*Multiple-Path Interference* – MPI) do sinal e do ruído de emissão espontânea contribuirão para a degradação do sistema [5].

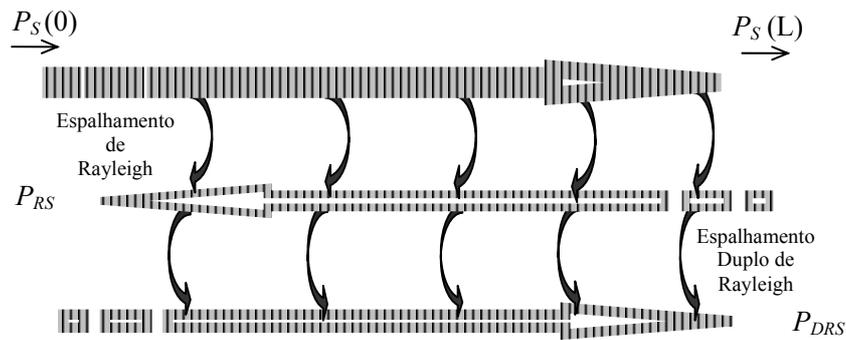


Figura 2.4: Esquemático do processo de duplo espalhamento de Rayleigh em fibras ópticas. P_S é a potência do sinal que é propagado na fibra. P_{RS} é a potência da luz espalhada contra-propagante à luz incidente (P_S), e P_{DRS} é a potência da luz duplamente espalhada.

É relativamente fácil obter a fração da potência do sinal que é duplamente espalhado. Em uma simples aproximação, pode-se considerar que a depleção do sinal devido ao espalhamento de Rayleigh é desprezada [5], desta forma as potências das componentes refletidas propagam segundo as equações abaixo.

$$\frac{dP_{RS}}{dz} = \alpha_S P_{RS} - \frac{C_{R_{p,s}}}{\Gamma} P_P P_{RS} - \epsilon_S P_S, \quad (2.17)$$

$$\frac{dP_{DRS}}{dz} = -\alpha_S P_{DRS} + \frac{C_{R_{p,s}}}{\Gamma} P_P P_{DRS} + \epsilon_S P_S. \quad (2.18)$$

Em (2.17), P_{RS} corresponde à potência do sinal espalhado propagante na direção z negativa. P_S é a evolução do sinal obtida através da equação (2.11). P_{DRS} é a potência que foi duplamente espalhada. P_{DRS} se propaga na mesma direção e possui a mesma frequência de P_S . Desta forma a potência total que chega ao receptor é composta pela potência do sinal propagante mais a contribuição da sua componente duplamente refletida. Portanto, a equação de propagação do sinal que chega ao receptor e sua componente refletida ficam da seguinte forma [9]:

$$\frac{dP_S^+}{dz} = -\alpha_S P_S^+ + \frac{C_{R_p,S}}{\Gamma} P_P P_S^+ + \varepsilon_S P_S^-, \quad (2.19)$$

$$\frac{dP_S^-}{dz} = \alpha_S P_S^- - \frac{C_{R_p,S}}{\Gamma} P_P P_S^- - \varepsilon_S P_S^+. \quad (2.20)$$

Em (2.19) e (2.20) foi adotada o sobrescrito $+$ e $-$ para indicar a direção de propagação. P_S^+ é a potência total do sinal que se propaga na direção z positiva. P_S^- corresponde à potência do sinal que foi espalhada e que se propaga na direção z negativa (P_{RS}). P_S^- é acoplada a P_S^+ e a equação (2.20) é solucionada assumindo a condição de contorno $P_S^-(L) = 0$ [5]. ε_S é o coeficiente de espalhamento de Rayleigh na frequência do sinal. De acordo com [10], o coeficiente de Rayleigh é dado pela expressão

$$\varepsilon(\lambda) = cap(\lambda) \alpha_{RS}(\lambda), \quad (2.21)$$

onde $cap(\lambda)$ é o fator de captura do sinal que foi espalhado na direção contrária e $\alpha_{RS}(\lambda)$ é a perda de *background* do espalhamento de Rayleigh. O fator de captura e a perda de *background* são dados pelas expressões [10], [11]:

$$cap(\lambda) = \frac{\lambda^2}{4\pi n_o^2 A_{eff}(\lambda)}, \quad (2.22)$$

$$\alpha_{RS}(\lambda) [\text{dB/km}] = (0,63 + K_R \Delta n) \left(\frac{1000 \text{ nm}}{\lambda (\text{nm})} \right)^4, \quad (2.23)$$

na qual n_o é o índice de refração da fibra, 0,63 dB/km é a perda por espalhamento para fibra de sílica pura em um comprimento de onda de referência de 1000 nm, K_R é uma constante que depende do material dopante do núcleo da fibra e Δn é a variação do índice de refração do núcleo da fibra. Como pode ser observado através da equação (2.22), o coeficiente de Rayleigh é

inversamente proporcional à A_{eff} . Desta forma o efeito de DRS é mais significativo em fibras que possuem menor área efetiva e, conseqüentemente, maior ganho de Raman.

2.2.2 Ruído de Emissão Espontânea

Em amplificadores Raman o ruído de emissão espontânea é gerado pelo espalhamento espontâneo de Raman. Em sistemas WDM, a amplificação do ruído gerado pela emissão espontânea (ASE) pode ter um efeito bastante negativo, uma vez que há transferência de potência entre os sinais WDM e também entre os bombeios, provocando variações no ganho individual de cada sinal e conseqüentemente alterações no *ripple*. Este efeito também é observado em sistemas com somente um canal.

A geração e amplificação da emissão espontânea, considerando a ação do DRS, obedecem às equações [5], [12]

$$\frac{dP_A^+}{dz} = -\alpha_A P_A^+ + \frac{C_{R_p,S}}{\Gamma} P_P P_A^+ + \frac{C_{R_p,S}}{\Gamma} P_P [1 + \eta(T)] h\nu_A B_e + \varepsilon_A P_A^-, \quad (2.24)$$

$$\frac{dP_A^-}{dz} = +\alpha_A P_A^- - \frac{C_{R_p,S}}{\Gamma} P_P P_A^- - \frac{C_{R_p,S}}{\Gamma} P_P [1 + \eta(T)] h\nu_A B_e - \varepsilon_A P_A^+, \quad (2.25)$$

$$\eta(T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{h(\nu_P - \nu_A)}{kT}\right) - 1}, \quad (2.26)$$

onde P_A^\pm é a potência de ASE, em um único modo de polarização, gerada em uma banda de ruído de referência B_e , e ε_A é o coeficiente de espalhamento de Rayleigh na frequência da ASE. O produto $h\nu_A$ é a energia média dos fótons gerados, h é a constante de Planck, ν é a frequência, k é a constante de Boltzman, e T é a temperatura da fibra. $\eta(T)$ corresponde à população de fônons. Em equilíbrio térmico $\eta(T)$ é dado pelo fator de Bose-Einstein (equação (2.26)). A emissão espontânea de fônons em cada frequência propagante ocorre em uma taxa proporcional a $[1 + \eta(T)]$. A uma temperatura de 25 °C (≈ 300 K), $[1 + \eta(T)] \approx 1,14$ no pico do ganho de Raman ($\nu_P - \nu_A \approx 13$ THz) [5], e portanto é um valor pequeno. Porém, este fator de correção é essencial para modelar o comportamento do ruído gerado nos comprimentos de onda que estão bem próximos ao bombeio [13].

A geração de fótons em amplificadores Raman ocorre em uma banda de aproximadamente 40 THz, conforme ilustra a Figura 2.3, porém somente o ruído gerado em uma banda B_e limitada em torno de cada frequência propagante é considerada no cômputo do ruído de emissão espontânea. Em medidas experimentais, esta banda é assumida como sendo a banda do analisador de espectro óptico, e geralmente possui alguns décimos de nanômetros.

Da mesma forma que o sinal duplamente espalhado é adicionado à potência do sinal na Seção 2.2.1, a geração de ruído espontâneo na frequência do sinal também será. Portanto a potência total que chega ao receptor é a potência do sinal amplificado acrescido de todas as contribuições de ruído. Assumindo a condição de que $P_A^+(0) = 0$ e $P_A^-(L) = 0$ [5], [14], tem-se:

$$\frac{dP_S^+}{dz} = -\alpha_S P_S^+ + \frac{C_{R_p,S}}{\Gamma} P_P P_S^+ + \frac{C_{R_p,S}}{\Gamma} P_P [1 + \eta(T)] 2h\nu_S B_e + \varepsilon_S P_S^-, \quad (2.27)$$

$$\frac{dP_S^-}{dz} = +\alpha_S P_S^- - \frac{C_{R_p,S}}{\Gamma} P_P P_S^- - \frac{C_{R_p,S}}{\Gamma} P_P [1 + \eta(T)] 2h\nu_S B_e - \varepsilon_S P_S^+. \quad (2.28)$$

As equações (2.27) e (2.28) correspondem à evolução da potência total dos sinais propagantes nas direções de z positivo e negativo, respectivamente.

Em cada frequência propagante a emissão espontânea ocorre nos dois modos de polarização ortogonais, por este motivo é que surge um fator 2 nas equações (2.27) e (2.28). Considerando que existe um par de ondas propagantes para cada frequência, então a emissão espontânea ocorrerá em quatro modos de propagação (2 na direção z positiva e 2 na direção z negativa) [15], [16] e [17].

2.2.3 Relação Sinal Ruído Óptica

O ruído introduzido pelos componentes ópticos pode ser obtido indiretamente medindo a potência do espectro óptico que chega ao receptor, e através de um modelo aproximado pode se obter a contribuição do ruído inserido no sinal (método óptico). Alternativamente, a detecção optoeletrônica pode ser utilizada, onde um fotodetector converte a potência óptica em um sinal elétrico e o ruído que acompanha este sinal é obtido através de técnicas de eletrônica padrão (método elétrico) [18]. Para a situação em que se deseja quantificar somente o acúmulo de ruído gerado durante a transmissão dos sinais em amplificadores ópticos, o método óptico é comumente utilizado. Uma forma de quantificar a intensidade de ruído de emissão espontânea

que interfere no sinal que chega ao receptor é estimando a relação sinal ruído óptica (OSNR) [14], através da expressão:

$$OSNR_{ASE} [\text{dB}] = 10 \log_{10} \left(\frac{P_S^+(L)}{P_A^+(L)} \right), \quad (2.29)$$

na qual $P_A^+(L)$ é a potência de ruído de emissão espontânea que chega ao receptor (com a mesma frequência do sinal P_S^+), obtida através da solução da equação (2.24). $P_S^+(L)$ é a potência total do sinal que chega ao receptor, obtida através da solução da equação (2.27).

Da mesma forma, a influência do ruído de espalhamento duplo de Rayleigh no sinal que chega ao receptor é quantificado pela expressão [16]:

$$OSNR_{DRS} [\text{dB}] = 10 \log_{10} \left(\frac{P_S^+(L)}{P_{DRS}(L)} \right), \quad (2.30)$$

onde $P_{DRS}(L)$ é a potência do sinal que foi duplamente espalhado, que é obtida solucionando a equação (2.18).

2.3 MODELO NUMÉRICO MULTI-SINAIS E MULTI-BOMBEIOS

O crescente interesse em amplificadores ópticos banda larga despertou a necessidade de expandir o modelo descrito acima, para incluir multi-sinais e multi-bombeios CW propagando-se simultaneamente em uma fibra óptica. Um modelo de propagação CW que inclui todos os efeitos físicos pertinentes em transmissão de sinais e bombeios em amplificadores Raman, foi inicialmente proposto por [19]. Neste modelo a soma das contribuições em cada onda propagante é aproximada por uma integral sobre as frequências. Nos modelos apresentados por [3], [12], [15], e [20], a integral foi substituída por um somatório em frequências, e o modelo de evolução de potências para multi-sinais e multi-bombeios passou a ser representado através da seguinte equação

$$\begin{aligned}
\frac{dP_\nu^\pm}{dz} = & \mp \alpha_\nu P_\nu^\pm \pm \varepsilon_\nu P_\nu^\mp \\
& \pm P_\nu^\pm \sum_{\mu > \nu} \frac{C_{R\mu\nu}}{\Gamma} \cdot (P_\mu^+ + P_\mu^-) \\
& \pm 2h\nu B_e \sum_{\mu > \nu} \frac{C_{R\mu\nu}}{\Gamma} \cdot (P_\mu^+ + P_\mu^-) \cdot [1 + \eta(T)] \\
& \mp P_\nu^\pm \sum_{\mu < \nu} \frac{\omega_\nu}{\omega_\mu} \frac{C_{R\nu\mu}}{\Gamma} \cdot (P_\mu^+ + P_\mu^-) \\
& \mp P_\nu^\pm \sum_{\mu < \nu} \frac{\omega_\nu}{\omega_\mu} \frac{C_{R\nu\mu}}{\Gamma} [1 + \eta(T)] 4h\mu B_e \cdot
\end{aligned} \tag{2.31}$$

P_ν e P_μ são as potências nas frequências ópticas ν e μ , respectivamente. Os superescritos + e - indicam a propagação na direção de z positivo e negativo, respectivamente. $C_{R\mu\nu} = g_{\mu\nu} / A_{eff_\mu}$ é a eficiência do ganho de Raman entre as frequências μ e ν , e $g_{\mu\nu}$ é o ganho de Raman na frequência ν devido ao bombeio na frequência μ . A_{eff_μ} é a área efetiva da fibra na frequência μ . Os demais termos foram previamente citados e explicados nas seções anteriores. A equação (2.31) é uma expressão geral, e se a partir desta expressão forem implementadas em separado as equações para cada componente de frequência, será obtido um conjunto de equações acopladas cujo o número de equações será um múltiplo do número de frequências envolvidas.

Os seguintes efeitos estão incluídos no modelo acima.

- Emissão espontânea amplificada de Raman e sua dependência com a temperatura;
- Espalhamento de Rayleigh, incluindo o espalhamento simples e o duplo;
- Espalhamento Estimulado de Raman e sua amplificação;
- Efeitos de polarização;
- Interação entre bombeios-sinais, sinais-sinais e bombeios-bombeios propagando em qualquer direção;
- Perdas por absorção.

Com exceção das interações bombeios-bombeios e sinais-sinais todos os demais efeitos físicos foram detalhados neste capítulo. O conceito que difere o que é sinal do que é bombeio está baseado no posicionamento (comprimento de onda) e na potência associada a cada uma das ondas propagantes. Usualmente bombeios são posicionados em comprimentos de onda menores

(frequências maiores) e possuem potências bem maiores que os sinais. Dado um posicionamento em frequência, um bombeio pode atuar como bombeio ou como sinal em relação aos demais bombeios, o mesmo pode ocorrer nas frequências dos sinais. Por este motivo, a interação de cada frequência com as demais deve ser computada.

Apesar de todos os efeitos incluídos em (2.31) já terem sido abordados neste trabalho, convém aqui explicar o que significa cada termo da equação (2.31) separadamente. O primeiro e o segundo termo após a igualdade correspondem respectivamente, à perda por absorção (atenuação) da fibra e ao espalhamento duplo de Rayleigh. O terceiro termo corresponde ao ganho de Raman na frequência ν , devido às frequências maiores. O quarto termo corresponde à amplificação da emissão espontânea em torno da frequência ν , com o fator de contribuição térmica incluído. O quinto termo corresponde à depleção do ganho na frequência ν devido à transferência de energia para as menores frequências, e o sexto termo computa a perda na frequência ν devido à amplificação da emissão espontânea nas menores frequências.

A equação (2.31) tem uma solução analítica particular para casos com somente um bombeio operando em regime de pequenos sinais, conforme as equações (2.13) e (2.14). Porém, para se obter ganho plano em amplificadores Raman banda larga, na maioria das vezes mais que um bombeio é requerido. A potência dos bombeios é afetada por vários fatores, como depleção devido ao efeito Raman, efeitos de polarização, comprimento da fibra, perdas por absorção, e interação entre os bombeios. Bombeios interagem fortemente entre si e com os sinais e, portanto, ajustar a posição e a potência de cada um deles para garantir ganho aceitável e plano em toda a banda dos sinais não é uma tarefa fácil [21]. À medida que se aumenta a quantidade de bombeios maior é a complexidade em ajustar o sistema.

A equação (2.31) é uma ferramenta bastante confiável e já foi testada em diversos trabalhos [3], [12], [16], [19] e [20], porém sua solução numérica requer um tempo computacional que é proporcional ao número de frequências envolvidas no sistema (Veja Apêndice A). Otimizar o ganho de um sistema com inúmeras frequências (canais) envolvidas é um trabalho bastante exaustivo, e o tempo gasto é um fator fundamental a ser considerado.

As dificuldades encontradas em otimizar um amplificador Raman banda larga, utilizando os modelos numéricos encontrados na literatura, motivaram a busca por uma ferramenta alternativa rápida e, principalmente, confiável. O foco principal deste trabalho, portanto, é apresentar um modelo analítico aproximado que forneça a evolução de potência e

conseqüentemente o ganho para uma quantidade arbitrária de canais propagantes em um amplificador Raman, levando em considerando fatores relevantes no projeto de um amplificador Raman. Este assunto será abordado em detalhes no Capítulo 3.

2.4 CONFIGURAÇÕES DOS AMPLIFICADORES RAMAN

A amplificação dos sinais em amplificadores Raman é feita de forma distribuída, ou seja, durante toda a propagação do sinal. Este é um conceito que já é implícito quando se trata de amplificadores Raman. Entretanto, neste trabalho, define-se como sendo amplificador Raman distribuído aquele cujo bombeio está presente durante todo o enlace da fibra de transmissão, e amplificador Raman discreto ou concentrado aquele cujo laser de bombeio está confinado em um trecho isolado de fibra, geralmente fibras compensadoras de dispersão com alto ganho posicionadas em linha com a fibra de transmissão [6].

Uma vantagem de se implementar um amplificador concentrado ao invés de um distribuído é a ausência de lasers com alta potência acoplado à fibra de transmissão. Altas potências podem danificar mais rapidamente a fibra e os conectores. Outro ponto negativo de se implementar amplificadores distribuídos é a penalidade causada pela amplificação de reflexões espúrias, como as provocadas pelo espalhamento duplo de Rayleigh.

Por outro lado, o amplificador Raman distribuído pode ser vantajoso, por exemplo, quando se deseja fazer uma atualização no sistema já instalado operando com EDFAs.

Outra característica do amplificador Raman é que o ganho dos sinais não depende da direção relativa de propagação dos bombeios e dos sinais [5], possibilitando projetar amplificadores Raman em três distintas configurações de bombeio: co-propagante, contra-propagante ou bi-direcional. No amplificador co-propagante os lasers de bombeio são acoplados no início da fibra junto com os lasers de sinal; no contra-propagante os lasers de bombeio são acoplados no final da fibra e se propagam na direção contrária aos sinais, e no bi-direcional os lasers de bombeio são acoplados nas duas extremidades da fibra. A Figura 2.5 ilustra algumas possibilidades de configurações dos amplificadores Raman.

Nos sistemas ilustrados na Figura 2.5, P_s e P_p indicam respectivamente, as potências ópticas dos sinais e dos bombeios propagantes na fibra. Na figura 2.5(b) o amplificador Raman é concentrado em um trecho de fibra com alto ganho de Raman, geralmente fibras compensadoras de dispersão. A vantagem de se utilizar fibras compensadoras de dispersão é que, como o próprio

nome já diz, é possível ajustar o tamanho da fibra para proporcionar total compensação de dispersão dos sinais. A compensação de dispersão dos sinais é imprescindível em sistemas operando a taxas de transmissão iguais ou maiores a 10 Gb/s [22].

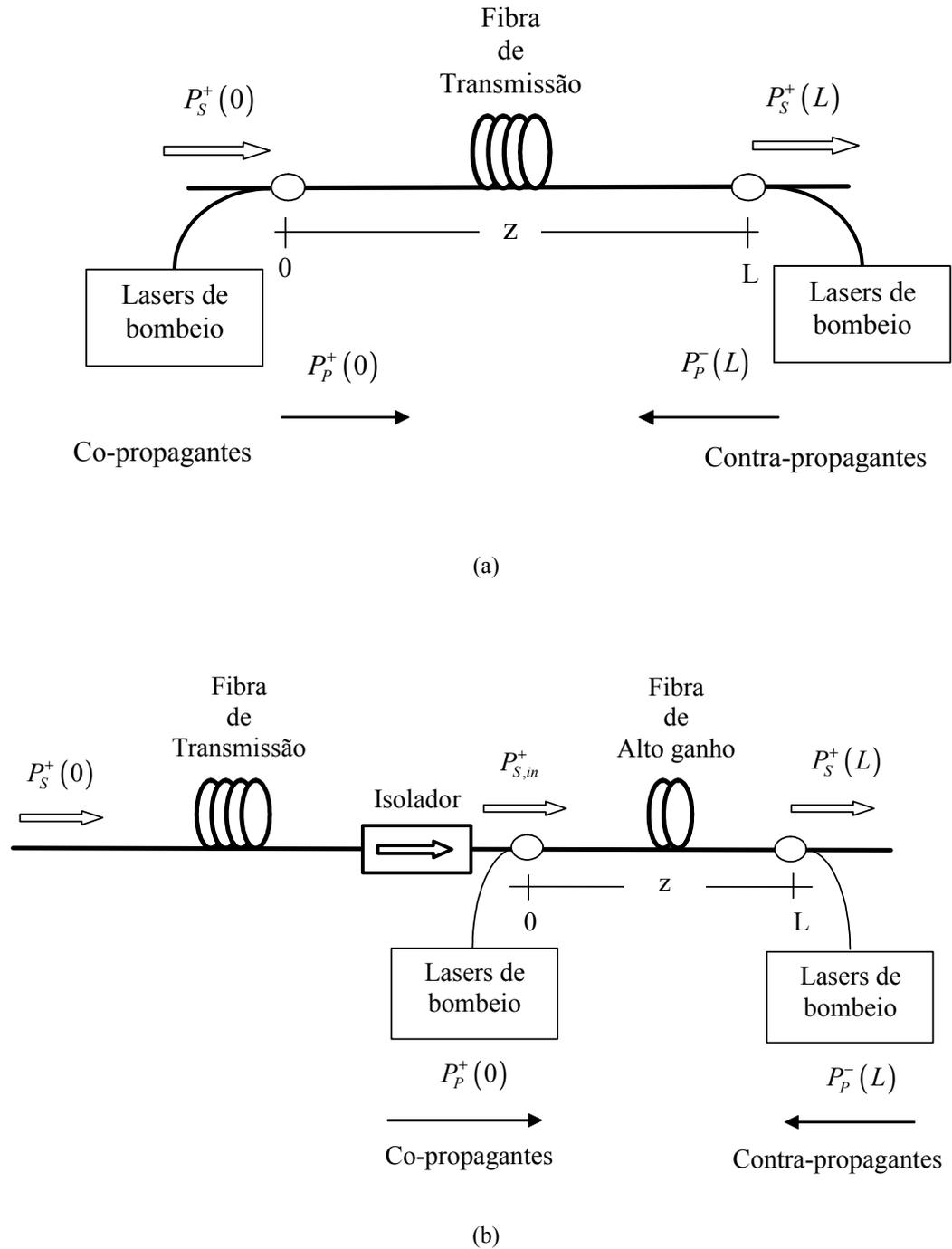


Figura 2.5: Amplificadores Raman nas configurações co-propagante, contra-propagante ou bi-direcional. (a) amplificador distribuído, (b) amplificador concentrado.

2.5 CONCLUSÕES

Este capítulo tratou do modelamento numérico de evolução de bombeios e sinais em amplificadores Raman. Inicialmente foram introduzidos os efeitos relevantes na transmissão de sinais em amplificadores Raman. Foi destacado o efeito de espalhamento espontâneo e estimulado de Raman e como surge a interação entre a onda incidente (bombeio) e de Stokes (sinais). Foi também apresentado um modelo analítico para sistemas com um bombeio operando em regime de baixos sinais. Outro fator relevante em amplificadores ópticos é o ruído inserido na transmissão dos sinais. Dentre as fontes de ruído citadas neste capítulo, o espalhamento duplo de Rayleigh e a geração de ruído por emissão espontânea são as mais significativas e, por este motivo, foram destacadas. Foi apresentado um modelo de evolução de potência (regime estacionário) para multi-sinais e multi-bombeios interagindo entre si e propagando simultaneamente em qualquer direção na fibra. Este modelo inclui todos os efeitos físicos previamente citados e é fundamental para o estudo e entendimento dos amplificadores Raman. Por fim foram definidas e apresentadas as possíveis configurações de implementação dos Amplificadores Raman.

Referências

- [1] C. V. Raman, K. S. Krishnam, “A New Type of Secondary Radiation”, *Nature*, vol. 121, pp. 501-502, fevereiro. 1928.
- [2] Govind P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2001.
- [3] S. Namiki e Y. Emori, “Ultrabroad-band Raman amplifiers pumped and gain-equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes”, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, no. 1, pp. 3-16, janeiro/fevereiro 2001.
- [4] Yuhong Kang, “Calculations and measurements of Raman gain coefficients of different fiber types”, Blacksburg, 2002. 51 p. Dissertação – Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, 2002.
- [5] Jake Bromage, “Raman amplification for fiber communications systems”, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 79-93, janeiro 2004.
- [6] Mohammed N. Islam, “Raman amplifiers for telecommunications”, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, no. 3, pp. 548-559, maio/junho 2002.
- [7] 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, julho 1988.
- [8] C. Headley, e G. P. Agrawal (editors), *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*. Elsevier Academic Press, 2005.
- [9] P. B. Hansen, L. Eskildsen, A. J. Stentz, T. A. Strasser, J. Judkins, J. J. DeMarco, R. Pedrazzani, e D. J. DiGiovanni, “Rayleigh scattering limitations in distributed Raman pre-amplifiers”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 1, janeiro 1998.
- [10] P. F. Wysocki, G. Jacobovitz-Veselka, D. S. Gasper, S. Kosinski, J. Costelloe, e S. W. Granlund, “Modeling, measurement, and a simple analytic approximation for the return loss of erbium-doped fiber amplifiers”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, no. 12, pp. 1409-1411, dezembro 1995.
- [11] S. L. Hansen, K. Dybdal, e C. C. Larsen, “Gain limit in erbium-doped fiber amplifiers due to internal Rayleigh backscattering”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, no. 6, pp.559-561, junho 1992.
- [12] D. Dahan, e G. Eisenstein, “Numerical comparison between distributed and discrete amplification in a point-to-point 40-Gb/s 40-WDM-based transmission system with three different modulation formats”, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 3, pp. 379-387, março 2002.

- [13] K. Rottwitt, M. Nissov, e F. Kerfoot, “Detailed analysis of Raman amplifiers for long-haul transmission”, *OFC'98 Technical Digest*, artigo TuG, pp 30-31, 1998.
- [14] V. E. Perlim, e H. G. Winful, “ Optimizing the noise performance of broad-band WDM systems with distributed Raman amplification”, *IEEE Photonics and Technology Letters*, vol. 14, no. 8, pp. 1199-1201, agosto 2002.
- [15] S. Wang, e C. Fan, “Generalised attenuation coefficients and a novel simulation model for Raman fibre amplifiers” IEE Proceedings - Optoelectron., vol. 148, no. 3, pp. 156-159, junho 2001.
- [16] S. A. E. Lewis, “fibre Raman amplifiers for telecommunications”, PhD thesis, Imperial College, London UK, maio 2002.
- [17] K. Shimizu, N. Suzuki, K. Kinjo, K. Ishida, S. Kajiya, T. Mizuochi, K. Motoshima, Y. Kobayashi, e K. Kasahara, “Unrepeated 40 Gbit/s WDM transmission employing A_{eff} managed Raman amplification and CS-RZ modulation”, *IEICE Trans. Commun.*, vol. E85-B, no. 2, pp. 446-452, fevereiro 2002.
- [18] D. M. Baney, P. Gallion, e R. S. Tucker. “Theory and measurement techniques for the noise figure of optical amplifiers”, *Optical Fiber Technology*, no. 6, pp. 122-154, 2000.
- [19] H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov, M. Ma, e E. Rabarijaona, “Pump interactions in a 100 nm bandwidth Raman amplifier”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 5 pp. 530-532, maio 1999.
- [20] M. Achtenhagen, T. G. Chang, B. Nyman, e A. Hardy, “Analysis of a multiple-pump Raman amplifier”, *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 10, pp. 1322-1324, março 2001.
- [21] A. P. Lopez-Barbero, M. J. Pontes, M. T. M. Rocco Giraldi, S. P. N. Cani, L. C. Calmon, M. E. V. Segatto, M. A. G. Martinez, e A. A. Rieznik, “Numerical routines for the optimization of pump power and wavelength in distributed Raman amplifiers”, *Fiber Integrated Optics*, vol. 25, no. 5, pp. 347-361, 2006.
- [22] L. Grüner-Nielsen, M. Wandel, P. Kristensen, C. Jorgensen, L. V. Jorgensen, B. Edvold, B. Pálsdóttir, e D. Jakobsen, “Dispersion compensating fibers”, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 11, novembro 2005.

CAPÍTULO 3

Modelo Analítico de Propagação de Potência e Ganho em Amplificadores Raman

O ganho dos sinais e a interferência do ruído em amplificadores Raman são geralmente obtidos utilizando métodos numéricos que demandam um alto tempo computacional (verificar Tabela A.1 no Apêndice A). Expressões analíticas fechadas que proporcionam resultados confiáveis são necessárias não apenas para reduzir o tempo computacional, mas para melhor compreender a relevância e a interferência dos diversos efeitos envolvidos na propagação de sinais em amplificadores Raman. Nas seções que se seguem são derivados modelos analíticos que modelam o comportamento dos amplificadores Raman em diversas configurações.

3.1 SISTEMAS COM UM BOMBEIO CONTRA-PROPAGANTE

Amplificadores Raman com apenas um bombeio são capazes de garantir ganho plano em uma banda de sinais limitada em 20 nm [1], que corresponde à parte aproximadamente plana em torno do pico na curva de ganho de Raman ilustrada na Figura 2.3. Em um amplificador com somente um bombeio contra-propagante operando em regime de pequenos sinais (sem depleção do bombeio), a evolução da potência do bombeio é expressa por (seguindo o mesmo procedimento da equação (2.13))

$$P_{\mu}^{-}(z) = P_{\mu}^{-}(L) \exp[-\alpha_{\mu}(L-z)], \quad (3.1)$$

onde μ é a frequência óptica do bombeio e L é o comprimento do amplificador.

A evolução da potência dos sinais e da emissão espontânea (ASE) é descrita pelas equações (2.19) e (2.24), respectivamente. Se desprezarmos o espalhamento duplo de Rayleigh nas equações (2.19) e (2.24) e substituirmos nestas equações a equação (3.1), é possível obter uma solução analítica que modele a evolução das potências dos sinais e da ASE nestes amplificadores. As equações (3.2) e (3.3) são uma solução particular das equações (2.19) e (2.24), e descrevem respectivamente, a evolução analítica das potências dos sinais e da ASE.

$$P_{v,anal}^+(z) = P_{v,in}^+ \exp[-\alpha_v z] \exp \left[\frac{C_{R\mu\nu}}{\Gamma} P_{\mu}^-(L) L_{eff} \exp(-\alpha_{\mu}(L-z)) \right] \quad (3.2)$$

$$P_{A_v,anal}^+(z) = \frac{C_{R\mu\nu}}{\Gamma} 2N_{E_v} P_{\mu}^-(L) \cdot \exp \left[-(\alpha_{\mu}L + \alpha_v z) + \frac{C_{R\mu\nu}}{\alpha_{\mu}\Gamma} P_{\mu}^-(L) \exp(-\alpha_{\mu}(L-z)) \right] \quad (3.3)$$

$$\cdot \int_0^z \exp \left[\xi(\alpha_{\mu} + \alpha_v) - \frac{C_{R\mu\nu}}{\alpha_{\mu}\Gamma} P_{\mu}^-(L) \exp(-\alpha_{\mu}(L-\xi)) \right] d\xi$$

onde,

$$N_{E_v} = [1 + \eta(T)] h\nu B_e. \quad (3.4)$$

Nas equações (3.2) e (3.3), $P_{v,anal}^+$ e $P_{A_v,anal}^+$ representam a evolução analítica da potência dos sinais e da ASE, respectivamente. Cada potência, de sinal ou de bombeio está associada a uma frequência, portanto nas equações, ν e μ correspondem às frequências ópticas dos sinais e do bombeio, respectivamente. O bombeio é contra-propagante aos sinais, e $P_{\mu}^-(L)$ é a potência do bombeio injetada na extremidade final do amplificador. N_{E_v} é o termo que corresponde ao ruído de emissão espontânea, explicado na Seção 2.2.2. Os demais termos da equação já foram definidos no Capítulo 2.

A consequência de se desprezar o espalhamento duplo de Rayleigh na derivação das equações (3.2) e (3.3) poderá ser observada mais adiante neste capítulo, quando forem comparados os resultados do modelo analítico de evolução das potências dos sinais e da ASE com os obtidos através do modelo numérico. É importante também observar que a equação (3.2) é uma solução particular da equação simplificada de evolução de potência (2.19). Assim como a equação diferencial (2.19) não apresenta em sua formulação a interação entre os sinais, a solução descrita pela equação (3.2) também não inclui este efeito.

É definido como sendo um amplificador Raman o trecho de fibra com a presença do bombeio, portanto as equações (3.2) e (3.3) podem ser utilizadas tanto para amplificadores Raman distribuídos (Figura 2.5(a)), como para amplificadores concentrados (Figura 2.5(b)). No caso dos amplificadores distribuídos, a potência dos sinais que entram no amplificador $P_{v,in}^+$ é a própria potência de entrada no sistema, portanto:

$$P_{v,in}^+ = P_v^+(0) \quad (3.5)$$

Todos os demais termos como C_R e α , estão relacionados à fibra utilizada como meio de amplificação.

Nos amplificadores concentrados, os sinais percorrem todo o trecho da fibra de transmissão antes de chegarem ao amplificador. Desta forma a potência dos sinais na entrada do amplificador é dada pela seguinte expressão:

$$P_{v,in}^+ = P_v^+(0) \exp[-\alpha_{v,1} d_1], \quad (3.6)$$

onde o subscrito 1 indica o trecho da fibra de transmissão, e d é o comprimento da fibra. Note que no caso dos amplificadores concentrados, o bombeio está presente somente na fibra de alto ganho e L corresponde ao comprimento desta fibra, e conseqüentemente ao comprimento percorrido pelo bombeio. Só ocorre amplificação de ruído de emissão espontânea onde o bombeio está presente, portanto na equação (3.3), z varia de 0 a L .

Amplificadores Raman concentrados levam alguma vantagem sobre amplificadores distribuídos, pois apesar de ambos apresentarem praticamente a mesma característica de ganho e ruído, no amplificador concentrado não existem os efeitos negativos provocados pela presença do bombeio na fibra de transmissão [2]. O efeito de espalhamento duplo de Rayleigh é minimizado em amplificadores concentrados, já que este efeito é proporcional ao comprimento da fibra [3]. Por outro lado, conforme mencionado no Capítulo 2, amplificadores distribuídos são uma opção quando se deseja fazer uma atualização em sistemas de longa distância já instalados e operando com EDFAs.

Amplificador com bombeio contra-propagante aos sinais também é a configuração freqüentemente citada pela literatura como sendo a mais indicada para ser implementada em amplificadores Raman. Dentre as vantagens que a configuração contra-propagante apresenta em relação à co-propagante estão: melhor desempenho e maior tolerância às não linearidades, menor dependência do ganho com a polarização e menor ruído gerado pelas flutuações na potência dos bombeios acopladas aos sinais [4], [5], [6], [7], e [8].

Embora modelos analíticos para propagação de sinais desprezando a depleção do bombeio não sejam novidade, uma equação analítica que descreve a evolução da potência de ASE em sistemas com um bombeio julgamos que seja. Para testar a validade do modelo analítico representado pelas equações (3.2) e (3.3), os resultados obtidos através da solução destas

equações foram confrontados com a solução numérica da equação (2.31), que inclui em sua formulação a depleção do bombeio, a interação sinal-sinal e o espalhamento duplo de Rayleigh. Os resultados estão apresentados na seção que se segue.

3.1.1 Resultados e Discussões

Em função das vantagens previamente apontadas, o sistema adotado nas simulações foi o da Figura 2.5(b) na configuração contra-propagante. O sistema foi composto por 100 km de fibra monomodo padrão (SMF) seguidos por 17,35 km de fibra compensadora de dispersão (DCF). Apesar dos efeitos de dispersão não serem computados nos modelos numéricos do amplificador Raman analisados neste trabalho, o trecho de 17,35 km de DCF suficiente para garantir a total compensação de dispersão do sistema analisado [9].

A solução numérica da equação (2.31), foi obtida utilizando uma ferramenta do Matlab chamada BVP (*Boundary Value Problem*) [10] que resolve equações diferenciais considerando as condições de contorno fornecidas em qualquer extremidade da fibra, possibilitando obter a evolução das potências contra-propagantes, inclusive as geradas pelo espalhamento de Rayleigh.

Nas simulações foram utilizados 16 comprimentos de onda de sinais ocupando uma banda de 1546,92 nm a 1558,98 nm com 100 GHz de separação injetados no começo da fibra SMF, e um bombeio contra-propagante concentrado na fibra DCF por um isolador ideal. O bombeio foi alocado em 1450 nm para garantir um ganho dominante nas proximidades de 1550 nm [11]. A atenuação dos 16 sinais na fibra SMF variou de $\alpha_{1546,92} = 0,1892$ dB/km a $\alpha_{1558,98} = 0,1896$ dB/km. A Tabela 3.1 mostra os parâmetros dos sinais e do bombeio na fibra DCF [3].

Tabela 3.1. Parâmetros da fibra DCF.

DCF		
λ (nm)	1450	1546,92 \rightarrow 1558,98
C_R (1/W/km)	3,2	
Γ	2	
α (dB/km)	0,6	0,5
A_{eff} (μm) ²	15	21,67 \rightarrow 23,23
ε (dB/km)	-31	-32,49 \rightarrow -32,71

DCF	
$B_{e,S}$ (nm)	0,2

O valor da eficiência do ganho de Raman C_R na Tabela 3.1 corresponde ao valor no pico da curva de ganho de Raman da fibra DCF, que ocorre em um deslocamento em frequência de 13,1 THz [3], [9]. Fibras DCF apresentam um coeficiente de atenuação dependente do comprimento de onda $\alpha(\lambda)$, sendo quase plano em uma grande banda de comprimentos de onda [12]. Portanto, nas simulações com fibra DCF, o coeficiente de atenuação dos sinais WDM foi assumido como sendo o mesmo para todos os comprimentos de onda e igual ao coeficiente em 1550 nm [9].

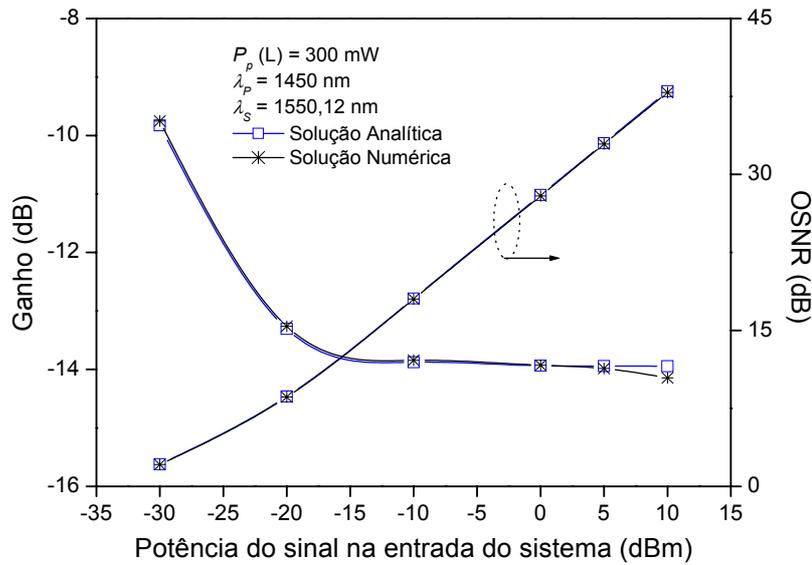
O ganho dos sinais e a relação sinal ruído óptica foram numericamente obtidos através das equações (2.16) e (2.29), respectivamente. Note que a potência dos sinais na saída do amplificador, obtida através da solução numérica da equação (2.31), é a resultante de todas as contribuições de potência que estão na mesma frequência, ou seja, para cada frequência de sinal somam-se a potência do próprio sinal amplificado, a potência da ASE e a potência do espalhamento duplo de Rayleigh, conforme foi explicado no Capítulo 2. Portanto para uma comparação adequada entre os modelos analítico e numérico, a potência resultante do sinal no modelo analítico foi obtida somando-se os resultados das equações (3.2) e (3.3). Dessa forma, o resultados analíticos de ganho e a relação sinal ruído óptico foram obtidos segundo as equações abaixo:

$$G_{v,anal}(L) = \frac{P_{v,anal}^+(L) + P_{A_v,anal}^+(L)}{P_{v,in}^+}, \quad (3.7)$$

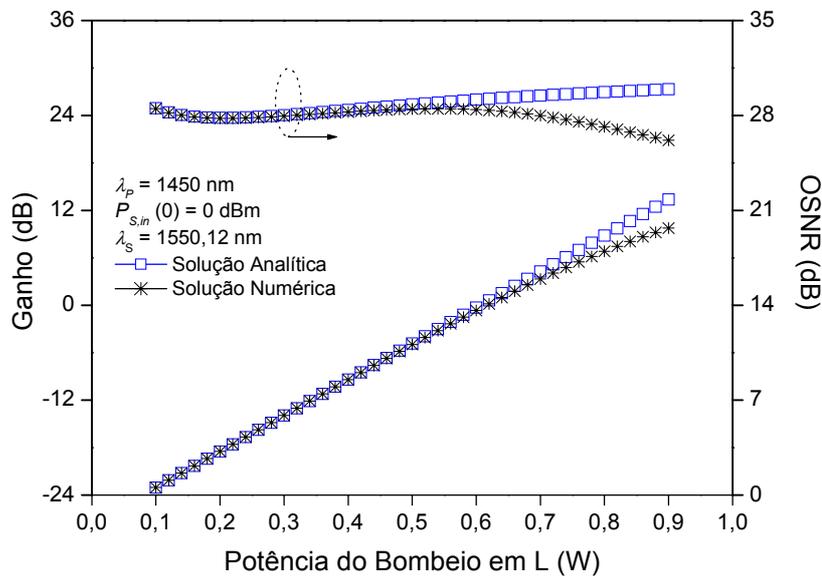
$$OSNR_{v,anal}(L) = \frac{P_{v,anal}^+(L) + P_{A_v,anal}^+(L)}{P_{A_v,anal}^+(L)}. \quad (3.8)$$

A Figura 3.1 ilustra os resultados analíticos e numéricos de ganho e OSNR. A OSNR foi calculada utilizando uma banda de ruído em torno do sinal $B_{e,S} = 0,2$ nm. Na Figura 3.1(a), a potência de entrada de cada sinal WDM no sistema $P_v^+(0)$ varia de -30 dBm até +10 dBm. A potência de entrada do amplificador $P_{v,in}^+$ foi obtida através da equação (3.6). A potência do bombeio é fixa em 300 mW. Na Figura 3.1(b) a potência do bombeio varia de 100 mW até

900 mW e a potência de entrada dos sinais no sistema é fixa em 0 dBm. Apesar do sistema simulado ser composto por 16 sinais propagando-se simultaneamente, para melhor clareza dos resultados, somente são apresentados os resultados do sinal alocado em 1550,12 nm. Resultados similares a estes apresentados na Figura 3.1 foram obtidos para os demais sinais.



(a)



(b)

Figura 3.1: Resultados analíticos e numéricos de um amplificador Raman concentrado com somente um bombeio contra-propagante. (a) Ganho e OSNR em função da potência de entrada dos sinais no sistema. (b) Ganho e OSNR em função da potência do bombeio.

Pode ser observado na Figura 3.1(a) que o alto ganho apresentado na região de baixas potências de sinal na verdade não representa ganho do sinal. O alto ganho observado nesta faixa de potência é consequência da influência do ruído ASE na potência dos sinais. Este comportamento é também observado na curva da OSNR e nos resultados apresentados mais adiante na Figura 3.2. Observe que a OSNR é baixa na mesma faixa de variação de potência dos sinais, onde a ASE é dominante. Portanto, observando as curvas na Figura 3.1(a) podemos concluir que o ganho analítico apresenta resultados precisos mesmo quando a influência do ruído é significativa. Ainda analisando a Figura 3.1(a) pode-se observar que o ganho para o modelo numérico entra em regime de saturação para potências elevadas dos sinais. Este decréscimo no ganho para o modelo numérico ocorre devido à depleção do bombeio provocada pelo aumento das potências dos sinais.

A Figura 3.1(b) mostra que o ganho obtido a partir do modelo numérico alcança a saturação para altas potências de bombeio (maiores que 600 mW). Neste caso a potência dos sinais é fixa e, portanto, a depleção do bombeio ocorre devido ao aumento de sua própria potência. O mesmo efeito ocorre nos resultados numéricos de OSNR. Resumindo, o ganho e a OSNR obtidos analiticamente apresentam resultados bastante similares àqueles obtidos através de solução numérica, para as situações onde a depleção do bombeio é desprezível. Para o sistema analisado aqui os resultados analíticos são precisos para potências de bombeio menores do que 600 mW e potência dos sinais menores do que 10 dBm. Vale lembrar que cada sistema apresenta especificações de projeto particulares (comprimento da fibra, tipo de fibra, quantidade de canais, etc), e, portanto os limites de saturação podem variar para cada um.

Se desprezarmos em (3.7) a potência de ASE analítica, o ganho obtido a partir do modelo analítico torna-se independente da potência dos sinais na entrada do amplificador, conforme ilustra a Figura 3.2. Os resultados da Figura 3.2 mostram que o ganho analítico obtido desprezando a potência de ASE estão em acordo com os valores de ganho numérico somente dentro de uma faixa limitada de potência (entre -15 dBm e +5 dBm). Esta faixa de potência é de grande interesse em sistemas de comunicações ópticas, e dentro dela tanto a potência de ASE quanto a depleção do bombeio podem ser desprezados. Usualmente em amplificadores Raman a ASE pode ser desprezada para potências de sinais na entrada do amplificador $P_{v,in}^+$ maiores que -30 dBm [13].

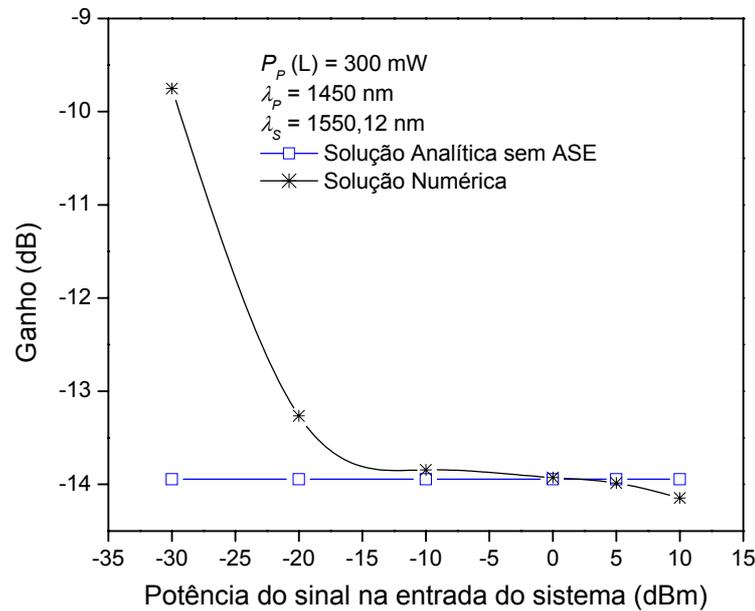


Figura 3.2: Ganho analítico sem potência de ASE e ganho numérico em função da potência de entrada dos sinais no sistema.

Outro ponto que pode ser observado nas Figuras 3.1 e 3.2 é que os efeitos do espalhamento duplo de Rayleigh e da interação entre os sinais, desprezados no modelo analítico e considerados na solução do modelo numérica, não foram os agentes responsáveis pelas diferenças observadas entre os modelos. Conclui-se, portanto que para o sistema analisado estes efeitos são desprezíveis.

3.2 SISTEMAS COM MULTI-SINAIS E MULTI- BOMBEIOS

Para se obter ganho plano em um amplificador Raman banda larga, mais que um bombeio podem ser necessários. Porém, ajustar o comprimento de onda e a potência dos bombeios para alcançar o ganho e o *ripple* desejados não é uma tarefa muito fácil. A potência do bombeio é afetada por vários fatores, como o coeficiente de ganho de Raman, efeitos de polarização, o comprimento da fibra, perdas por absorção, a depleção do bombeio, a interação de Raman entre os bombeios e entre os sinais, etc. Nos sistemas com multi-bombeios, a dependência destes fatores com o comprimento de onda é um dos pontos chave a serem considerados na otimização das potências e dos comprimentos de onda dos bombeios. Todos estes fatores citados são computados quando simulações numéricas utilizando a equação (2.31) são realizadas. Porém, a otimização do ganho e do *ripple* em amplificadores Raman banda larga utilizando o modelo

representado pela equação (2.31) é uma tarefa relativamente demorada, pois o tempo computacional depende de alguns fatores como a configuração do sistema e o método de solução numérica das equações. Mais detalhes estão no Apêndice A.

De acordo com o nosso conhecimento, uma solução analítica rigorosa das equações não lineares acopladas para sistemas multi-bombeios ainda não foi apresentada. Esta é uma tarefa difícil de ser obtida dada a não linearidade destas equações. Por isso optou-se por uma solução analítica aproximada.

Uma solução analítica aproximada do ganho em amplificadores Raman pode ser derivada se a ASE, o DRS e a depleção dos bombeios pelos sinais forem desprezados nas equações não lineares acopladas. De acordo com os resultados apresentados nas Figuras 3.1 e 3.2, estes efeitos podem ser desprezados dentro de uma faixa limitada de potências do sinal e do bombeio. No entanto, um outro fator que deve ser considerado no projeto de tais amplificadores é a forte interação que ocorre entre os bombeios [14].

A solução analítica aproximada proposta neste trabalho é obtida utilizando um procedimento composto por duas partes. Na primeira parte é desenvolvida uma expressão fechada que descreve a evolução da potência dos bombeios. O efeito da depleção dos bombeios pelos sinais é desprezado, portanto, nesta primeira parte considera-se que os bombeios propagam-se sozinhos, sem a presença dos sinais e interagem entre si. Na segunda parte, a evolução da potência dos bombeios obtidas na primeira parte é substituída nas equações dos sinais e uma expressão analítica aproximada para o ganho dos sinais é obtida.

3.2.1 Solução Analítica Aproximada do Ganho em Amplificadores Raman

3.2.1.1 Evolução analítica da potência dos bombeios contra-propagantes

Nesta parte, uma expressão fechada que fornece a evolução das potências dos bombeios é obtida, considerando que os bombeios propagam sem a presença dos sinais, porém interagem entre si devido ao efeito Raman. Considerou-se também nesta aproximação que todos os bombeios possuem o mesmo coeficiente de atenuação (absorção), sendo que estes parâmetros são diferentes daqueles nos comprimentos de onda dos sinais.

A evolução analítica da potência dos bombeios é obtida por um processo iterativo. Utilizou-se como referência neste processo iterativo a evolução da potência dos bombeios obtida por solução numérica da equação (2.31), que vale lembrar, é um modelo completo e computa

todos os efeitos desprezados no modelo analítico. O número de iterações nesta parte foi considerado suficiente quando a potência dos bombeios obtida analiticamente alcançou a estabilização, inclusive apresentando um resultado bastante próximo da solução numérica. Como poderá ser observado no Capítulo 4, duas iterações são suficientes para se alcançar a estabilização e uma boa aproximação.

Para se obter uma expressão geral considerando uma quantidade N_b de frequências de bombeio, um amplificador Raman com três bombeios contra-propagantes é considerado inicialmente. Três frequências de bombeio é a condição mínima inicial para se obter uma expressão geral, pois apresenta uma frequência intermediária (que pode representar todas as frequências que estão entre a menor e a maior frequência). Os três *lasers* de bombeio estão alocados nas frequências ópticas μ , η , e σ e possuem potências ópticas P_μ^- , P_η^- e P_σ^- , onde $\mu > \eta > \sigma$. É considerado na solução analítica aproximada que $\alpha_\mu = \alpha_\eta = \alpha_\sigma \dots = \alpha_{N_b} = \alpha$. Os dois processos iterativos estão detalhados a seguir.

1) Primeira iteração

Na primeira iteração, considera-se que dois dos três bombeios se propagam em um meio somente com perdas devido à atenuação. A solução destes bombeios é obtida e inserida dentro da equação do terceiro bombeio, que se propaga em um meio com perdas e com interferência do efeito Raman. O objetivo deste processo é obter uma equação de evolução de potência para cada bombeio que inclui a interação deste com os demais bombeios.

A) Primeiro passo

Primeiramente considera-se que P_μ^- e P_η^- sofrem somente atenuação e P_σ^- interage com eles devido ao efeito Raman.

$$\frac{dP_\mu^-}{dz} = -\alpha P_\mu^-, \quad (3.9)$$

$$\frac{dP_\eta^-}{dz} = -\alpha P_\eta^-, \quad (3.10)$$

e

$$\frac{dP_{\sigma}^{-}}{dz} = \alpha P_{\sigma}^{-} - \frac{C_{R\sigma\mu} P_{\mu}^{-}}{\Gamma} P_{\sigma}^{-} - \frac{C_{R\sigma\eta} P_{\eta}^{-}}{\Gamma} P_{\sigma}^{-}. \quad (3.11)$$

A solução de (3.9) e (3.10) é:

$$P_{\mu,\eta}^{-}(z) = P_{\mu,\eta}^{-}(L) \exp[-\alpha(L-z)]. \quad (3.12)$$

Substituindo a equação (3.12) na equação (3.11), e resolvendo a equação diferencial resultante obtém-se:

$$P_{\sigma}^{(1)-}(z) = P_{\sigma}^{-}(L) \exp[-\alpha(L-z)] \exp\left[\frac{1 - \exp[-\alpha(L-z)]}{\Gamma\alpha} (C_{R\sigma\mu} P_{\mu}^{-}(L) + C_{R\sigma\eta} P_{\eta}^{-}(L))\right]. \quad (3.13)$$

O superescrito (1) indica o resultado da primeira iteração. $C_{Rij} = C_{Rji}$, é a eficiência do ganho de Raman entre as frequências i e j , com $i \neq j$, onde tanto i quanto j podem ser quaisquer frequências de bombeio (μ , ou η , ou σ).

B) Segundo passo

No segundo passo considera-se que P_{μ}^{-} e P_{σ}^{-} são somente atenuados e P_{η}^{-} interage com eles devido ao efeito Raman.

$$\frac{dP_{\mu}^{-}}{dz} = \alpha P_{\mu}^{-}, \quad (3.14)$$

$$\frac{dP_{\eta}^{-}}{dz} = \alpha P_{\eta}^{-} - \frac{C_{R\eta\mu} P_{\mu}^{-}}{\Gamma} P_{\eta}^{-} + \frac{\omega_{\eta} C_{R\sigma\eta} P_{\sigma}^{-}}{\omega_{\sigma} \Gamma} P_{\eta}^{-}, \quad (3.15)$$

$$\frac{dP_{\sigma}^{-}}{dz} = \alpha P_{\sigma}^{-}. \quad (3.16)$$

A equação (3.16) possui solução similar à (3.12). Substituindo as soluções de (3.14) e (3.16) na equação (3.15), e resolvendo a equação diferencial resultante, obtém-se:

$$P_{\eta}^{(1)-}(z) = P_{\eta}^{-}(L) \exp[-\alpha(L-z)] \exp\left[\frac{1 - \exp[-\alpha(L-z)]}{\Gamma\alpha} \left(C_{R\eta\mu} P_{\mu}^{-}(L) - \frac{\omega_{\eta} C_{R\sigma\eta}}{\omega_{\sigma}} P_{\sigma}^{-}(L)\right)\right]. \quad (3.17)$$

C) Terceiro passo

No terceiro passo P_η^- e P_σ^- são somente atenuados e P_μ^- interage com eles devido ao efeito Raman.

$$\frac{dP_\mu^-}{dz} = \alpha P_\mu^- + \frac{\omega_\mu C_{R\eta\mu} P_\eta^-}{\omega_\eta \Gamma} P_\mu^- + \frac{\omega_\mu C_{R\sigma\mu} P_\sigma^-}{\omega_\sigma \Gamma} P_\mu^-, \quad (3.18)$$

$$\frac{dP_\eta^-}{dz} = \alpha P_\eta^-, \quad (3.19)$$

$$\frac{dP_\sigma^-}{dz} = \alpha P_\sigma^-. \quad (3.20)$$

Seguindo o mesmo procedimento dos passos anteriores, obtém-se:

$$P_\mu^{(1)-}(z) = P_\mu^-(L) \exp[-\alpha(L-z)] \exp\left[\frac{1 - \exp[-\alpha(L-z)]}{\Gamma \alpha} \left(-\frac{\omega_\mu C_{R\eta\mu} P_\eta^-(L)}{\omega_\eta} - \frac{\omega_\mu C_{R\sigma\mu} P_\sigma^-(L)}{\omega_\sigma} \right)\right] \quad (3.21)$$

2) Segunda iteração

Um procedimento similar ao desenvolvido na primeira iteração é repetido na segunda iteração. O objetivo deste processo é obter a evolução das potências dos bombeios interagindo entre si com maior precisão dos resultados, ou seja, obter resultados mais próximos dos obtidos através da solução numérica do modelo da equação (2.31).

A) Primeiro passo

Para obter a evolução das potências dos bombeios após a segunda iteração, inicialmente as equações (3.13) e (3.17) foram substituídas na equação (3.21). A solução analítica da equação diferencial resultante é:

$$\begin{aligned}
P_{\mu}^{(2)-}(z) &= P_{\mu}^{-}(L) \exp[-\alpha(L-z)] \\
&\exp \left[\frac{1 - \exp \left[\frac{-(1 - \exp[-\alpha(L-z)])}{\Gamma \alpha} \right] \left(-C_{R\eta\mu} P_{\mu}^{-}(L) + \omega_{\eta} C_{R\sigma\eta} P_{\sigma}^{-}(L) / \omega_{\sigma} \right)}{\omega_{\eta} \left(-C_{R\eta\mu} P_{\mu}^{-}(L) + \omega_{\eta} C_{R\sigma\eta} P_{\sigma}^{-}(L) / \omega_{\sigma} \right)} \right] \\
&\exp \left[\frac{1 - \exp \left[\frac{-(1 - \exp[-\alpha(L-z)])}{\Gamma \alpha} \right] \left(-C_{R\sigma\mu} P_{\mu}^{-}(L) - C_{R\sigma\eta} P_{\mu}^{-}(L) \right)}{\omega_{\sigma} \left(-C_{R\sigma\mu} P_{\mu}^{-}(L) - C_{R\sigma\eta} P_{\mu}^{-}(L) \right)} \right]
\end{aligned} \tag{3.22}$$

O superescrito (2) corresponde à segunda iteração.

B) Segundo passo

Substituindo (3.13) e (3.21) em (3.15), e resolvendo a equação diferencial, a solução analítica da evolução de potência do segundo *laser* de bombeio é:

$$\begin{aligned}
P_{\eta}^{(2)-} &= P_{\eta}^{-}(L) \exp[-\alpha(L-z)] \\
&\exp \left[\frac{1 - \exp \left[\frac{-(1 - \exp[-\alpha(L-z)])}{\Gamma \alpha} \right] \left(\omega_{\mu} C_{R\eta\mu} P_{\eta}^{-}(L) / \omega_{\eta} + \omega_{\mu} C_{R\sigma\mu} P_{\sigma}^{-}(L) / \omega_{\sigma} \right)}{\omega_{\mu} C_{R\eta\mu} P_{\eta}^{-}(L) / \omega_{\eta} + \omega_{\mu} C_{R\sigma\mu} P_{\sigma}^{-}(L) / \omega_{\sigma}} \right] \\
&\exp \left[\frac{1 - \exp \left[\frac{-(1 - \exp[-\alpha(L-z)])}{\Gamma \alpha} \right] \left(-C_{R\sigma\mu} P_{\mu}^{-}(L) - C_{R\sigma\eta} P_{\eta}^{-}(L) \right)}{\omega_{\sigma} \left(-C_{R\sigma\mu} P_{\mu}^{-}(L) - C_{R\sigma\eta} P_{\eta}^{-}(L) \right)} \right].
\end{aligned} \tag{3.23}$$

C) Terceiro passo

Substituindo (3.17) e (3.21) em (3.11) e resolvendo a equação diferencial, a solução analítica da evolução de potência do terceiro *laser* de bombeio é dada por:

$$\begin{aligned}
P_\sigma^{(2)-}(z) &= P_\sigma^-(L) \exp[-\alpha(L-z)] \\
&\exp \left[C_{R\sigma\mu} P_\mu^-(L) \frac{1 - \exp \left[\frac{-(1 - \exp[-\alpha(L-z)])}{\Gamma\alpha} \left(\omega_\mu C_{R\eta\mu} P_\eta^-(L)/\omega_\eta + \omega_\mu C_{R\sigma\mu} P_\sigma^-(L)/\omega_\sigma \right) \right]}{\omega_\mu C_{R\eta\mu} P_\eta^-(L)/\omega_\eta + \omega_\mu C_{R\sigma\mu} P_\sigma^-(L)/\omega_\sigma} \right] \\
&\exp \left[C_{R\sigma\eta} P_\eta^-(L) \frac{1 - \exp \left[\frac{-(1 - \exp[-\alpha(L-z)])}{\Gamma\alpha} \left(-C_{R\eta\mu} P_\mu^-(L) + \omega_\eta C_{R\sigma\eta} P_\sigma^-(L)/\omega_\sigma \right) \right]}{-C_{R\eta\mu} P_\mu^-(L) + \omega_\eta C_{R\sigma\eta} P_\sigma^-(L)/\omega_\sigma} \right].
\end{aligned} \tag{3.24}$$

$P_\mu^{(2)-}$, $P_\eta^{(2)-}$ e $P_\sigma^{(2)-}$ são as evoluções de potências analíticas dos três lasers de bombeio contra-propagantes após a segunda iteração.

As evoluções de potência analíticas apresentadas acima para três frequências de bombeio podem ser estendidas para um número N_b de frequências de bombeio, levando em consideração a interação entre eles. Seguindo o mesmo procedimento utilizado para se obter as equações (3.22), (3.23), e (3.24), uma equação analítica geral de evolução de potência de bombeio para N_b frequências de bombeio contra-propagantes aos sinais pode ser representada por:

$$\begin{aligned}
P_\mu^{(2)-}(Z) &= P_\mu^-(L) \exp[-\alpha(L-z)] \\
&\exp \left[\sum_{\sigma < \mu} \left[-\omega_\mu C_{R\mu\sigma} P_\sigma^-(L) \frac{1 - \exp \left[\frac{-(1 - \exp[-\alpha(L-z)])}{\Gamma\alpha} \left(\sum_{\eta > \sigma} -C_{R\sigma\eta} P_\eta^-(L) + \sum_{\eta < \sigma} \omega_\sigma C_{R\sigma\eta} P_\eta^-(L)/\omega_\eta \right) \right]}{\omega_\sigma \left(\sum_{\eta > \sigma} -C_{R\sigma\eta} P_\eta^-(L) + \sum_{\eta < \sigma} \omega_\sigma C_{R\sigma\eta} P_\eta^-(L)/\omega_\eta \right)} \right] \right] \\
&\exp \left[\sum_{\sigma > \mu} \left[C_{R\mu\sigma} P_\sigma^-(L) \frac{1 - \exp \left[\frac{-(1 - \exp[-\alpha(L-z)])}{\Gamma\alpha} \left(\sum_{\eta > \sigma} -C_{R\sigma\eta} P_\eta^-(L) + \sum_{\eta < \sigma} \omega_\sigma C_{R\sigma\eta} P_\eta^-(L)/\omega_\eta \right) \right]}{\sum_{\eta > \sigma} -C_{R\sigma\eta} P_\eta^-(L) + \sum_{\eta < \sigma} \omega_\sigma C_{R\sigma\eta} P_\eta^-(L)/\omega_\eta} \right] \right].
\end{aligned} \tag{3.25}$$

A equação (3.25), é uma equação geral, onde μ representa a frequência óptica de qualquer um dos bombeios propagantes na fibra. Supondo por exemplo, um amplificador Raman com cinco bombeios contra-propagantes, é possível modelar através da equação (3.25), a

evolução das potências de cada um dos cinco bombeios, considerando a interação devido ao efeito Raman entre todos os bombeios envolvidos.

3.2.1.2 Evolução analítica da potência dos bombeios co-propagantes

Utilizando o mesmo procedimento utilizado para bombeios contra-propagantes, pode-se também obter a evolução analítica das potências de bombeio co-propagantes aos sinais. A equação analítica geral de evolução de potência de bombeio para N_b frequências de bombeio co-propagantes aos sinais pode ser representada por:

$$P_\mu^{(2)+}(Z) = P_\mu^+(0) \exp[-\alpha z] \exp \left[\sum_{\sigma < \mu} \left[-\omega_\mu C_{R\mu\sigma} P_\sigma^+(0) \frac{1 - \exp \left[\frac{(\exp[-\alpha z] - 1) \left(\sum_{\eta > \sigma} -C_{R\sigma\eta} P_\eta^+(0) + \sum_{\eta < \sigma} \omega_\sigma C_{R\sigma\eta} P_\eta^+(0) / \omega_\eta \right)}{\Gamma \alpha} \right]}{\omega_\sigma \left(\sum_{\eta > \sigma} -C_{R\sigma\eta} P_\eta^+(0) + \sum_{\eta < \sigma} \omega_\sigma C_{R\sigma\eta} P_\eta^+(0) / \omega_\eta \right)} \right] \right] \right] \quad (3.26)$$

$$\exp \left[\sum_{\sigma > \mu} \left[C_{R\mu\sigma} P_\sigma^+(0) \frac{1 - \exp \left[\frac{(\exp[-\alpha z] - 1) \left(\sum_{\eta > \sigma} -C_{R\sigma\eta} P_\eta^+(0) + \sum_{\eta < \sigma} \omega_\sigma C_{R\sigma\eta} P_\eta^+(0) / \omega_\eta \right)}{\Gamma \alpha} \right]}{\sum_{\eta > \sigma} -C_{R\sigma\eta} P_\eta^+(0) + \sum_{\eta < \sigma} \omega_\sigma C_{R\sigma\eta} P_\eta^+(0) / \omega_\eta} \right] \right] \right].$$

$P_\mu^{(2)+}$, é a evolução analítica da potência dos bombeios co-propagantes após a segunda iteração, conforme procedimento explicado na Seção 3.2.1.3. A equação (3.26), é uma equação geral, onde μ representa a frequência óptica de qualquer um dos bombeios co-propagantes aos sinais propagando-se em uma fibra.

Um ponto importante a ser destacado nas equações analíticas de evolução das potências de bombeio (3.25) e (3.26), é que elas foram obtidas considerando a total interação devido ao efeito Raman (ganho e depleção) entre todas as frequências de bombeio que se propagam no mesmo sentido. Se considerarmos um amplificador Raman onde todas as frequências, tanto as dos bombeios quanto as dos sinais se propagam no mesmo sentido, como é o caso dos amplificadores co-propagantes, a equação (3.26) pode ser estendida para obter a evolução analítica das potências, tanto dos sinais como dos bombeios, se propagando simultaneamente e interagindo entre si. Solucionando o sistema utilizando a equação (3.26) para descrever a evolução das potências dos bombeios e dos sinais, fatores importantes como a depleção das

potências dos bombeios pelos sinais e a interação entre os sinais são computados e, portanto, o modelo analítico apresenta um comportamento semelhante ao numérico até mesmo na região de saturação do ganho do amplificador. A limitação é que tanto os bombeios quanto os sinais deverão ter o mesmo coeficiente de atenuação. Este método de solução para amplificadores Raman co-propagantes representa uma das contribuições significativas deste trabalho. A validade deste método é verificada no Capítulo 4, onde são apresentadas as comparações entre os resultados analíticos com os numéricos e experimentais. Outra forma de se obter a evolução dos sinais e o ganho em amplificadores Raman co-propagantes é descrita na Seção seguinte.

3.2.1.3 Evolução analítica da potência dos sinais

A evolução analítica das potências dos sinais foi obtida substituindo-se a evolução analítica dos bombeios na equação de propagação dos sinais.

Se os efeitos de ASE, DRS e a interação entre sinais forem desprezados, a equação de evolução das potências dos sinais em um amplificador Raman com multi-bombeios é dada por:

$$\frac{dP_\nu^+}{dz} = -\alpha_\nu P_\nu^+ + \sum_{\mu=1}^{N_b} \frac{C_{R\mu\nu} P_\mu^{(2)-,+}(z)}{\Gamma} P_\nu^+, \quad (3.27)$$

onde P_ν^+ , é a potência óptica do sinal na frequência ν . $P_\mu^{(2)-,+}(z)$, é a evolução analítica das potências dos bombeios que estão contra-propagantes, ou co-propagantes aos sinais. A equação (3.27) possui a seguinte solução

$$P_\nu^+(z) = P_{\nu,in}^+ \exp[-\alpha_\nu z] \exp \left[\int_0^z \sum_{\mu=1}^{N_b} \frac{C_{R\mu\nu} P_\mu^{(2)-,+}(\xi)}{\Gamma} d\xi \right], \quad (3.28)$$

na qual $P_{\nu,in}^+$ é a potência na entrada do amplificador, que está de acordo com (3.5) ou (3.6).

Aplicando em (3.28) a equação de ganho dada pela equação (2.16), temos:

$$G_{anal,\nu}(z) = \exp[-\alpha_\nu z] \exp \left[\int_0^z \sum_{\mu=1}^{N_b} \frac{C_{R\mu\nu} P_\mu^{(2)-,+}(\xi)}{\Gamma} d\xi \right], \quad (3.29)$$

sendo que $G_{anal,\nu}(z)$ é a evolução analítica aproximada do ganho dos sinais. A equação (3.29) é uma outra opção para se obter o ganho dos sinais em amplificadores Raman co-propagantes (além daquela descrita na Seção 3.2.1.2). Vale observar que, obtendo o ganho analítico através da

equação (3.29), a depleção do bombeio pelos sinais e a interação entre os sinais não são computadas. A consequência destas aproximações será discutida no Capítulo 4.

3.3 CONCLUSÕES

Este capítulo mostrou o procedimento utilizado para obter um modelo analítico aproximado de evolução de bombeios e sinais em amplificadores Raman e, conseqüentemente, o ganho analítico nestes amplificadores. Inicialmente foi apresentado um modelo analítico de evolução de potência dos sinais e da ASE em amplificadores com somente um bombeio contra-propagante. Os resultados das simulações mostraram que o modelo analítico para um bombeio apresentou resultados que concordam com os obtidos através de solução numérica, dentro da faixa onde não ocorre saturação de ganho do amplificador, ou seja, em que pode se desprezar a depleção da potência do bombeio. Outro ponto que pode ser observado através da comparação dos resultados analíticos com o numérico para um bombeio contra-propagante, é que dentro de uma faixa de potências de sinais de grande interesse em comunicações ópticas (entre -15 dBm e +5 dBm), a amplificação do ruído de emissão espontânea e o espalhamento duplo de Rayleigh podem ser desprezados em um amplificador Raman. Baseado nestas conclusões foi apresentado neste capítulo um modelo analítico de evolução de potência de bombeios e sinais e de ganho de sinais em amplificadores Raman multi-bombeios e multi-sinais. O modelo analítico pode ser aplicado em amplificadores Raman concentrado e distribuído nas configurações contra-propagante e co-propagante, considerando um meio sem o ruído de emissão espontânea e o espalhamento duplo de Rayleigh.

Referências

- [1] C. Headley, e G. P. Agrawal (editors), Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems. Elsevier Academic Press, 2005.
- [2] S. P. N. Cani, e L. C. Calmon, “Distributed and lumped Raman amplifiers in optical communication systems”, *Anais do SBrT2005*, CD-Rom, Brasil, setembro 2005.
- [3] Jake Bromage, “Raman amplification for fiber communications systems”, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 79-93, janeiro 2004.
- [4] A. Berntson, S. Popov, E. Vanin, G. Jacobsen, e J. Karlsson, “Polarization dependence and gain tilt of Raman amplifiers for WDM systems”, *Anais do OFC2001*, Anaheim, CA, Paper MI2.
- [5] C. R. S. Fludger, V. Handerek, e R. J. Mears, “Pump to signal RIN transfer in Raman fiber amplifiers”, *Electronics Letters*, vol. 37, no. 1, pp. 15-17, 2001.
- [6] S. Namiki, e Y. Emori, “Ultrabroad-band Raman amplifiers pumped and gain-equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes”, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, no. 1, pp. 3-16, janeiro/fevereiro 2001.
- [7] D. Dahan, e G. Eisenstein, “Numerical comparison between distributed and discrete Amplification in a point-to-point 40-Gb/s 40-WDM-based transmission system with three different modulation formats”, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 3, pp. 379-387, março 2002.
- [8] M. Achtenhagen, T. G. Chang, B. Nyman, e A. Hardy, “Analysis of a multiple-pump Raman amplifier”, *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 10, pp. 1322-1324, março 2001.
- [9] L. G. Nielsen, S. N. Knudsen, B. Edvold, T. Veng, D. Magnussen, C. C. Larsen, e H. Damsgaard, “Dispersion compensating fibers”, *Optical Fiber Technology*, vol. 6, pp. 164-180, 2000.
- [10] Shampine, L.F., M.W. Reichelt, and J. Kierzenka, "Solving Boundary Value Problems for Ordinary Differential Equations in MATLAB with bvp4c", disponível em <ftp://ftp.mathworks.com/pub/doc/papers/bvp/>.
- [11] M. N. Islam, “Raman amplifiers for telecommunications”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, no. 3, pp. 548-559, maio/junho 2002.
- [12] M. Wandel, T. Veng, N. T. Quang Le, e L. Grüner-Nielsen, “Dispersion compensating fiber with a high figure of merit,” *Anais do Eur. Conf. Optical Communication (ECOC)*, Amsterdam, The Netherlands, pp. 52–53, Paper PD.A.1.4, 2001.

- [13] S. P. Cani, M. Freitas, R. T. Almeida, e L. C. Calmon, “Raman amplifier performance of dispersion compensating fibers”, in *Proc. SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC03)*, Iguazu Falls, Brazil, pp. 553-558, 2003.
- [14] H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov, M. Ma, e E. Rabarijaona, “Pump interactions in a 100-nm bandwidth Raman Amplifier”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 5, pp. 530-532, maio 1999.

CAPÍTULO 4

Validação do Modelo Analítico de Propagação de Potência e Ganho – Resultados e Discussões

A funcionalidade do modelo analítico de propagação de bombeios e sinais em amplificadores Raman, apresentado no Capítulo 3, é testada neste capítulo. A validação do modelo analítico é obtida comparando os resultados analíticos com a numérica da equação (2.31), e também comparando com dados medidos experimentalmente. No procedimento de validação do modelo analítico foram analisados amplificadores Raman em diferentes configurações com diversos parâmetros de entrada.

4.1 AMPLIFICADORES RAMAN COM BOMBEIOS CONTRA-PROPAGANTES

Os resultados analíticos para amplificadores Raman com bombeios contra-propagantes aos sinais foram obtidos através da solução das equações de evolução analítica das potências dos bombeios (equação (3.25)) e da equação de ganho analítico (equação (3.29)).

4.1.1 Comparação dos Resultados Analíticos com Resultados Numéricos

O sistema utilizado neste processo foi de um amplificador Raman concentrado, conforme ilustrado na Figura 2.5(b). A fibra utilizada como meio amplificador foi uma fibra compensadora de dispersão (DCF). As soluções analítica e numérica foram utilizadas para estimar o ganho e o *ripple* de ganho de um amplificador composto por 23 canais de sinal WDM, ocupando toda a banda C (de 1530,33 nm até 1565,5 nm), com 200 GHz de separação entre os canais [1], e de um amplificador operando com 26 canais de sinal WDM ocupando a banda de 1531,12 nm até 1592,10 nm com 300 GHz de separação entre os canais. Nas sub-sessões que se seguem são apresentados três estudos de caso: um com dois bombeios, outro com três bombeios e o último com cinco bombeios. A Tabela 4.1 mostra os parâmetros do amplificador utilizado nas soluções analíticas e numéricas.

Tabela 4.1. Parâmetros do amplificador concentrado.

DCF	
λ_S (nm)	1530,0 → 1592,10
α_S (dB/km)	0,5
α_P (dB/km)	0,6
A_{eff_S} (μm^2)	19,54 → 27,48
A_{eff_P} (μm^2)	15
ε_S (dB/km)	-32,2085 → -33,3728
ε_P (dB/km)	-30,6646 → -31,3066
C_R (1/W/km)	3,2
Γ	2
$B_{e,S}$ (nm)	0,2
$B_{e,P}$ (nm)	1

Os subscritos S e P representam as frequências dos sinais e dos bombeios, respectivamente. O valor da eficiência do ganho de Raman C_R na Tabela 4.1 corresponde ao valor no pico da curva de ganho de Raman da fibra DCF, medido em um bombeio de referência $\lambda_0 = 1450$ nm, que ocorre em um deslocamento em frequência de 13,1 THz [2], [3]. Para obter C_R de pico em bombeios diferentes do bombeio de referência utiliza-se a relação [4], [5]

$$C_R = \frac{\lambda_0}{\lambda} C_{R_0}, \quad (4.1)$$

onde C_{R_0} é a eficiência do ganho de Raman de pico obtido com o bombeio de referência.

Fibras DCF apresentam um coeficiente de atenuação dependente do comprimento de onda $\alpha(\lambda)$, quase plano em uma grande banda de comprimentos de onda [6]. Portanto, nas simulações com fibra DCF, o coeficiente de atenuação dos sinais WDM foi assumido como sendo o mesmo para todos os comprimentos de onda e igual ao coeficiente em 1550 nm [3]. Quando mais que um bombeio é utilizado deve-se considerar a ASE gerada em uma banda de ruído de referência em torno do comprimento de onda de bombeio $B_{e,P}$.

4.1.1.1 Amplificador Raman com dois bombeios contra-propagantes

Neste estudo de caso os dois bombeios foram centrados em $\lambda_{p1} = 1418,0$ nm e $\lambda_{p2} = 1451,0$ nm com potências de 150 mW e 310 mW, respectivamente. A Figura 4.1 mostra a evolução da potência dos bombeios ao longo de 17,35 km de fibra DCF obtidos através da solução numérica da equação (2.31) e da solução analítica de evolução da potência de bombeio dada pela equação (3.25). O método de solução numérica das equações acopladas (2.31) já foi exaustivamente testado e os resultados estão reportados em [7] e [8].

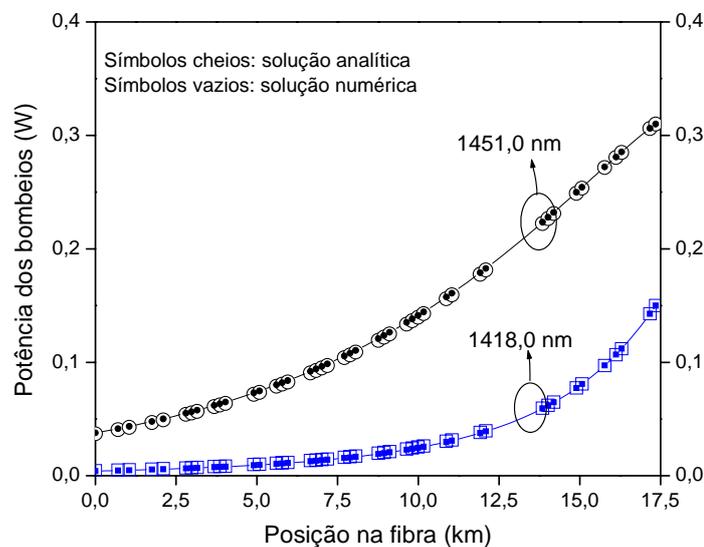
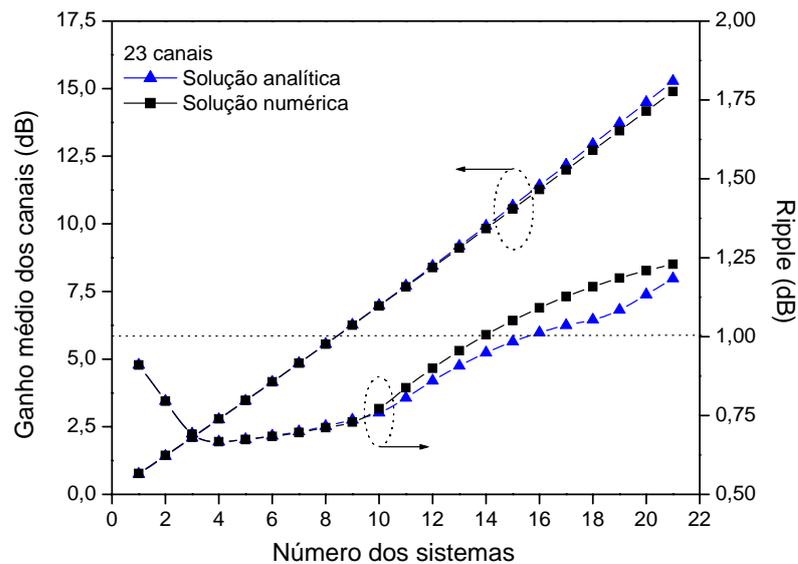


Figura 4.1: Evolução das potências dos bombeios na fibra DCF. Símbolos vazios representam a solução numérica, e símbolos cheios a solução analítica. $\lambda_{p1} = 1418,0$ nm e $\lambda_{p2} = 1451,0$ nm com potências de 150 mW e 310 mW respectivamente. O sistema foi composto por 23 canais WDM com $P_{S,in} = -20$ dBm por canal.

Os resultados da solução numérica da equação (2.31) mostrados na Figura 4.1 foram obtidos simulando um amplificador composto por 23 canais WDM, cada canal com $P_{S,in} = -20$ dBm de potência. Os bombeios contra-propagantes são injetados na fibra em $z = L$, por este motivo é que a evolução das potências dos bombeios é crescente em relação à z . Observando os resultados da Figura 4.1 verificamos que os resultados analíticos apresentam uma boa concordância com os resultados numéricos, indicando que 2 iterações foram suficientes para garantir a convergência do método analítico de evolução de potência dos bombeios dada pela equação (3.25).

A Figura 4.2 mostra o ganho médio dos 23 canais WDM e o *ripple* de ganho obtidos através das soluções analítica e numérica. O ganho analítico foi obtido através da equação (3.29),

e o numérico através das equações (2.31) e (2.16). O *ripple* é a diferença entre o maior e o menor ganho dos sinais. Um conjunto de sistemas, cada sistema com uma combinação diferente de potência dos bombeios foi testado. A potência de entrada dos canais WDM é de -20 dBm por canal. Como pode ser observado, existe uma ótima concordância entre as soluções analítica e numérica.



Número dos sistemas	Potência dos bombeios (mW)		Número dos sistemas	Potência dos bombeios (mW)	
	P_{P1}	P_{P2}		P_{P1}	P_{P2}
1	40	200	12	150	310
2	50	210	13	160	320
3	60	220	14	170	330
4	70	230	15	180	340
5	80	240	16	190	350
6	90	250	17	200	360
7	100	260	18	210	370
8	110	270	19	220	380
9	120	280	20	230	390
10	130	290	21	240	400
11	140	300			

Figura 4.2: Ganho médio e *ripple* em função da potência dos bombeios para as soluções analítica e numérica. Os *lasers* de bombeio estão alocados em $\lambda_{P1} = 1418,0$ nm e $\lambda_{P2} = 1451,0$ nm, combinados com diferentes potências de bombeio. A potência de entrada dos 23 canais WDM é $P_{S,in} = -20$ dBm por canal. O comprimento da fibra DCF é 17,35 km.

Os resultados da Figura 4.2 também mostram que é possível obter um *ripple* abaixo de 1 dB em toda a banda C com somente dois bombeios; porém, os baixos valores de *ripple* são obtidos apenas para baixos valores de ganho, o que não é um resultado desejável para amplificadores Raman concentrados. É importante notar que existe um compromisso entre as potências e os comprimentos de onda dos bombeios que deve ser considerado na seleção dos *lasers* de bombeio que atuarão em um sistema. A combinação de potência e comprimento de onda dos bombeios é um fator crítico quando se pretende obter resultados desejáveis de ganho e *ripple* [9].

Uma pequena diferença (< 0,25 dB) entre os resultados de ganho analítico e numérico é observada na Figura 4.2 a partir do sistema de número 18, isto é, potências de bombeio com 210 mW e 370 mW para P_{P1} e P_{P2} , respectivamente. Esta pequena diferença começa a surgir devido à saturação do ganho que é computada nos resultados numéricos. Uma vez que a potência dos sinais é fixa, a saturação do ganho, também denominada de depleção do bombeio, ocorre devido ao aumento das potências dos próprios bombeios. Apesar da depleção do bombeio não ser um fator muito significativo nos resultados apresentados na Figura 4.2, existem outros fatores que contribuem diretamente para a diferença observada entre os valores do *ripple*. A interação sinal-sinal afeta o ganho individual de cada sinal, e conseqüentemente o *ripple*, principalmente em uma banda larga de sinais. Este fator contribui para a pequena diferença (menor que 0,1 dB) observada entre o *ripple* obtido nas soluções numérica e analítica.

Para se estimar o erro observado entre os resultados obtidos pelas soluções numérica e analítica, foram variados parâmetros críticos de projeto do amplificador, tais como o comprimento do enlace de fibra e a potência de entrada dos sinais,. O erro entre os ganhos analítico e numérico em porcentagem é calculado pela expressão:

$$\text{Erro do ganho} = 100 \frac{|G_{anal} - G_{num}|}{G_{num}}, \quad (4.2)$$

onde G_{anal} é o ganho analítico aproximado calculado pela equação (3.29) e G_{num} é o ganho numérico obtido solucionando a equação (2.31) e aplicando a equação (2.16).

A Figura 4.3 mostra o erro no ganho médio dos sinais em função do comprimento da fibra, calculado pela equação (4.2). O ganho médio dos sinais é obtido calculando o valor médio do ganho entre todos os sinais. Desde que o *ripple* seja um valor menor do que 1 dB, a análise do ganho médio não esconde o pior resultado. Nos resultados apresentados na Figura 4.3, 23 canais

WDM com potências de entrada $P_{S,in}$ variando de -20 dBm, -15 dBm e -10 dBm por canal foram acoplados na entrada do amplificador. Erros menores que 7 % foram obtidos no pior caso, que corresponde à potência de sinal com -10 dBm por canal. Para potências de sinal com -15 dBm o erro no ganho médio está em torno de 2 %, e se torna menor do que 1 % para -20 dBm por canal.

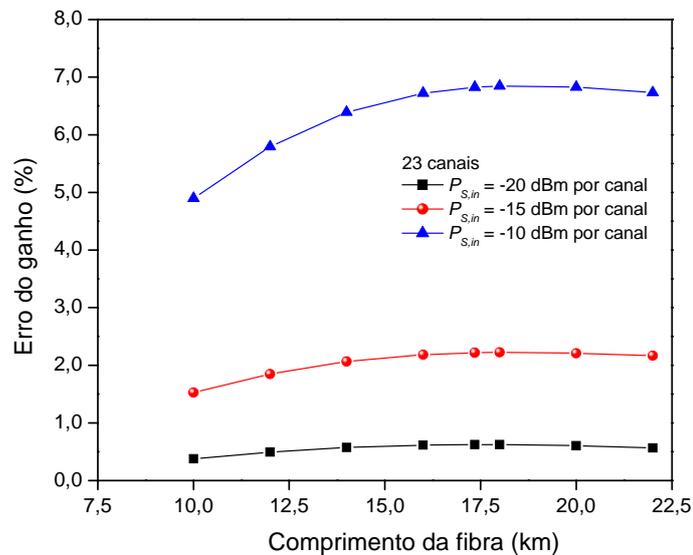


Figura 4.3: Erro do ganho médio em função do comprimento da fibra DCF para amplificadores Raman com 23 sinais e dois bombeios. $\lambda_{p1} = 1418,0$ nm e $\lambda_{p2} = 1451,0$ nm com potências de 150 mW e 310 mW, respectivamente.

Os resultados apresentados na Figura 4.3 mostram que o aumento na potência de entrada dos sinais contribui para o erro entre as soluções numérica e analítica. Esta diferença ocorre devido à depleção do bombeio (ou saturação do ganho), que neste caso, onde a potência dos bombeios é fixa, ocorre devido ao aumento das potências dos sinais.

A variação no erro do ganho observada em função do comprimento da fibra ocorre sempre que o compromisso entre a potência e o comprimento de onda dos bombeios e o comprimento da fibra não é mantido. Isto é equivalente a dizer que para cada conjunto de bombeios existe um comprimento de fibra específico, onde a potência e o comprimento de onda de cada bombeio foram previamente ajustados para se obter os desejados ganho e *ripple*. O conjunto de bombeios utilizados nos resultados da Figura 4.3 foram previamente ajustados para se obter *ripple* próximo a 1 dB e ganho próximo a 9 dB em 17,35 km de fibra DCF, conforme mostra a Figura 4.2. Os maiores valores de erro do ganho ocorrem para comprimentos de fibra em torno de 17,35 km, que corresponde ao comprimento de fibra que proporciona ganho máximo.

4.1.1.2 Amplificador Raman com três bombeios contra-propagantes

No amplificador concentrado com três bombeios, os *lasers* de bombeio foram alocados em $\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm e $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm. A Figura 4.4 mostra a evolução das potências dos bombeios ao longo dos 17,35 km de fibra DCF, calculados pelas equações (2.31) e (3.25). Na solução do modelo numérico foram utilizados 23 canais WDM com $P_{S,in} = -20$ dBm por canal. Note que os resultados apresentados na Figura 4.4 também comprovam que duas iterações foram suficientes para que o modelo analítico de evolução das potências dos bombeios alcançasse a convergência e uma boa concordância com os resultados obtidos com a solução numérica da equação (2.31).

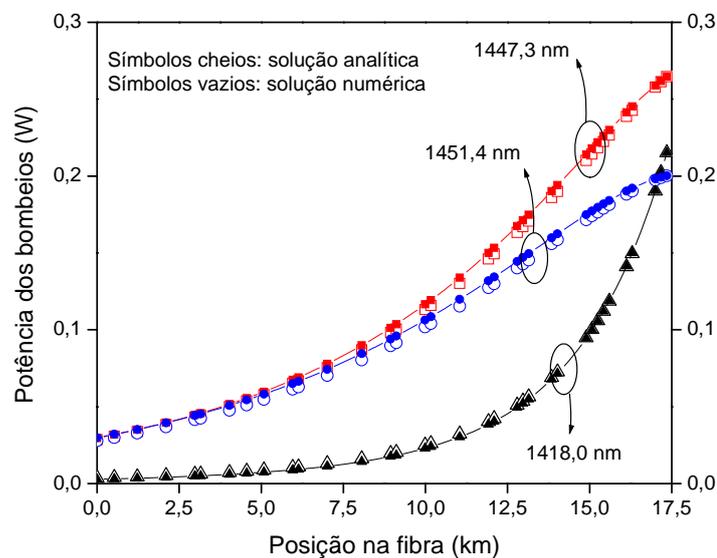
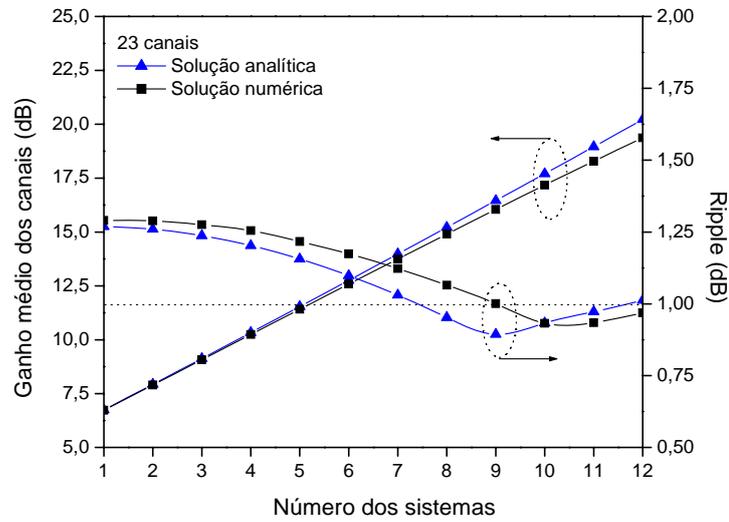


Figura 4.4: Evolução das potências dos bombeios na fibra DCF. Símbolos vazios representam a solução numérica, e símbolos cheios a solução analítica. $\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm e $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm com potências $P_{p1} = 215,17$ mW, $P_{p2} = 264,68$ mW e $P_{p3} = 200,16$ mW respectivamente. O sistema foi composto por 23 canais WDM com $P_{S,in} = -20$ dBm por canal.

A Figura 4.5 mostra o ganho médio e o *ripple*, obtidos através das soluções analítica e numérica, em função dos diferentes conjuntos de bombeios analisados.



Número dos sistemas	Potência dos bombeios (mW)		
	P_{P1}	P_{P2}	P_{P3}
1	125	174,7	110,2
2	135	184,7	120,2
3	145	194,7	130,2
4	155	204,7	140,2
5	165	214,7	150,2
6	175	224,7	160,2
7	185	234,7	170,2
8	195	244,7	180,2
9	205	254,7	190,2
10	215	264,7	200,2
11	225	274,7	210,2
12	235	284,7	220,2

Figura 4.5: Ganho médio e ripple em função da potência dos bombeios para as soluções analítica e numérica. Os lasers de bombeio estão alocados em $\lambda_{P1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{P2} = 1447,3$ nm e $\lambda_{P3} = 1451,4$ nm, combinados com diferentes potências de bombeio. A potência de entrada dos 23 canais WDM é $P_{S,in} = -20$ dBm por canal. O comprimento da fibra DCF é 17,35 km.

Os resultados da Figura 4.5 mostram que é possível obter um *ripple* mínimo menor do que 1 dB, e ganhos próximos a 17 dB em toda a banda C com três *lasers* de bombeio. Na Figura 4.5, a diferença entre o ganho analítico e numérico começa a surgir a partir do sistema de número 6, que corresponde a $P_{P1} = 175$ mW, $P_{P2} = 224,7$ mW e $P_{P3} = 160,2$ mW. Esta diferença ocorre devido à saturação da potência dos bombeios, que é computada na solução numérica, conforme foi previamente concluído quando explicado os resultados da Figura 4.2.

A maior diferença no *ripple* observada na Figura 4.5 é 0,1 dB. Esta diferença é provocada pelos fatores anteriormente mencionados que estão presentes no cômputo da solução numérica e não estão incluídos no modelo analítico, dentre estes efeitos destaca-se a interação entre sinais.

Na Figura 4.6 é mostrado o ganho em função do comprimento de onda dos canais considerando cada canal com $P_{S,in} = -15$ dBm, -20 dBm e -30 dBm de potência de entrada. O ganho analítico não depende da potência de entrada dos sinais (conforme atesta a equação (3.29)), por este motivo é que só é apresentado uma curva de resultado analítico na Figura 4.6.

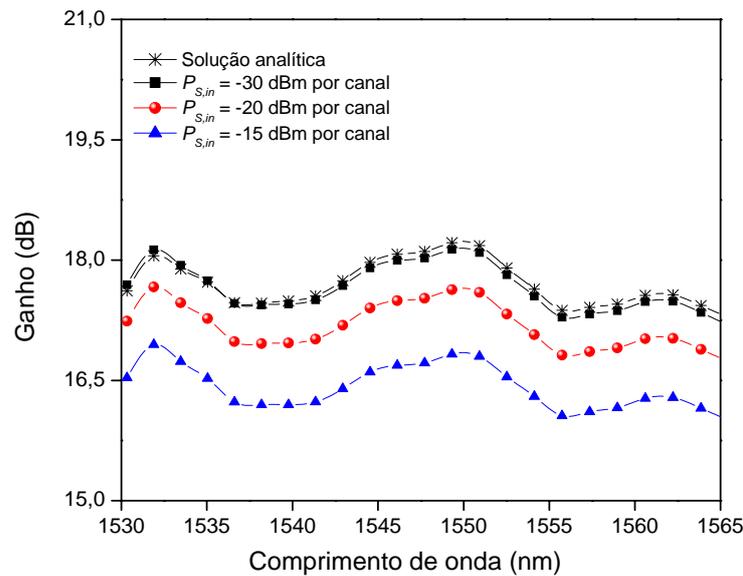


Figura 4.6: Ganho analítico e numérico em função do comprimento de onda dos 23 canais WDM. $\lambda_{P1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{P2} = 1447,3$ nm, e $\lambda_{P3} = 1451,4$ nm. $P_{P1} = 215,17$ mW, $P_{P2} = 264,68$ mW e $P_{P3} = 200,16$ mW.

A Figura 4.6 mostra que quanto maior a potência dos sinais, maior é a diferença entre os resultados numérico e analítico. Esta diferença é devido à saturação do ganho provocada pela depleção das potências do bombeio pelos sinais, que só está presente no cômputo das soluções

numéricas. Os resultados apresentados na Figura 4.6 mostram também como é importante analisar separadamente os efeitos observados no ganho e no *ripple*. Apesar de todas as curvas da Figura 4.6 apresentarem a mesma excursão no ganho (aproximadamente o mesmo *ripple*), o ganho se difere entre elas.

A Figura 4.7 mostra o erro no ganho médio dos sinais em função do comprimento da fibra, calculado pela equação (4.2) para $P_{P1} = 215,17$ mW, $P_{P2} = 264,68$ mW e $P_{P3} = 200,16$ mW. O erro obtido neste caso cresce substancialmente com o aumento da potência dos sinais. Porém o máximo erro é menor do que 19 %, e decresce para valores próximos a 2 % para potências de entrada dos sinais de $P_{S,in} = -20$ dBm por canal.

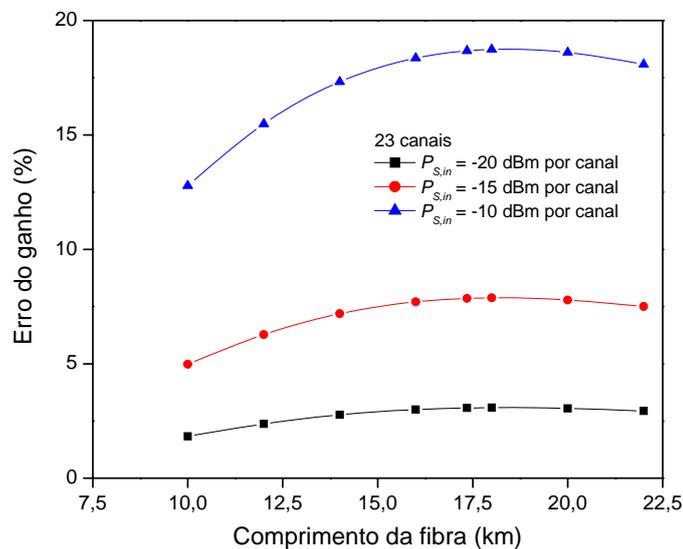


Figura 4.7: Erro do ganho médio em função do comprimento da fibra DCF para amplificadores Raman com 23 sinais e três bombeios. $\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm, $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm, $P_{P1} = 215,17$ mW, $P_{P2} = 264,68$ mW e $P_{P3} = 200,16$ mW.

Ainda analisando a Figura 4.7, observa-se que quanto maior for a potência dos sinais, maior é a depleção dos bombeios, e conseqüentemente maior o erro no ganho entre os resultados analítico e numérico. Devido à maior potência dos bombeios empregada, o ganho satura para potências de sinais menores que a observada na situação com dois bombeios (Figura 4.3). A variação no erro do ganho com o comprimento da fibra ocorre pela mesma razão previamente explicada para dois bombeios. Próximo ao comprimento ótimo da fibra, neste caso 17,35 km, a diferença entre os modelos é acentuada. Afastando-se deste comprimento (aumentando ou diminuindo), por exemplo, para potências de sinal menores do que -15 dBm, o erro no ganho é

menos afetado pelo comprimento da fibra. As Figuras 4.6 e 4.7 mostram uma boa concordância entre as soluções numérica e analítica, para amplificadores Raman atuando fora da região de saturação dos bombeios. Para os resultados mostrados até aqui, a saturação ocorre quando a potência total dos bombeios está acima de 700 mW e a potência dos canais está acima de -15 dBm.

A Figura 4.8 mostra o erro do ganho em função do comprimento de onda da fibra para um único canal propagando alocado em $\lambda_S = 1549,32$ nm. Pode-se aproximadamente representar em um único canal a potência total acoplada na fibra. O máximo erro é menor que 10 % se a potência total é mantido abaixo de 0 dBm.

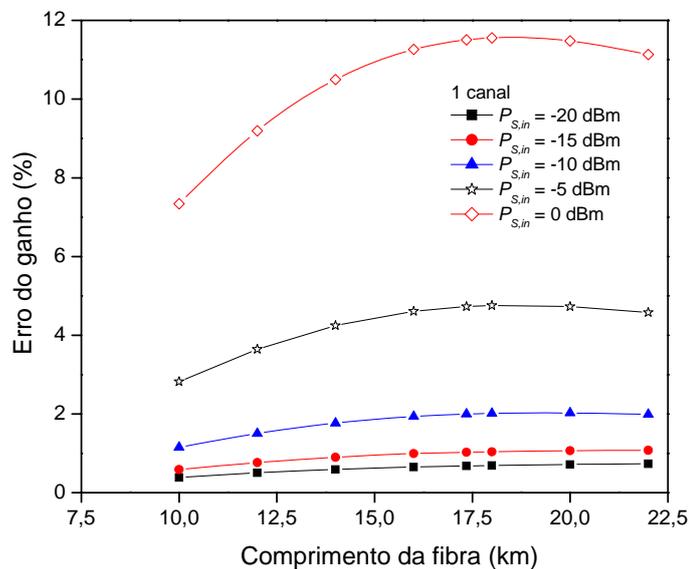


Figura 4.8: Erro do ganho médio em função do comprimento da fibra DCF para amplificadores Raman com 1 sinal e três bombeios. $\lambda_{P1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{P2} = 1447,3$ nm, $\lambda_{P3} = 1451,4$ nm, $P_{P1} = 215,17$ mW, $P_{P2} = 264,68$ mW e $P_{P3} = 200,16$ mW.

4.1.1.3 Amplificador Raman com cinco bombeios contra-propagantes

No amplificador Raman concentrado com cinco bombeios contra-propagantes os bombeios foram alocados em $\lambda_{P1} = 1429,6$ nm, $\lambda_{P2} = 1431,6$ nm, $\lambda_{P3} = 1435,3$ nm, $\lambda_{P4} = 1467,3$ nm e $\lambda_{P5} = 1469,7$ nm com potências de 190 mW, 75 mW, 60 mW, 72 mW e 200 mW respectivamente. Foram utilizados 26 canais WDM separados em 200 GHz ocupando a banda de 1531,12 nm a 1592,1 nm.

A Figura 4.9 mostra a evolução das potências dos cinco bombeios ao longo dos 17,35 km de fibra DCF calculadas através das equações (2.31) e (3.25). Note que a equação analítica

aproximada de evolução dos bombeios pode ser estendida para até cinco bombeios (ocupando 40 nm de banda) e ainda apresentar uma boa concordância com os resultados obtidos através da solução numérica da equação (2.31).

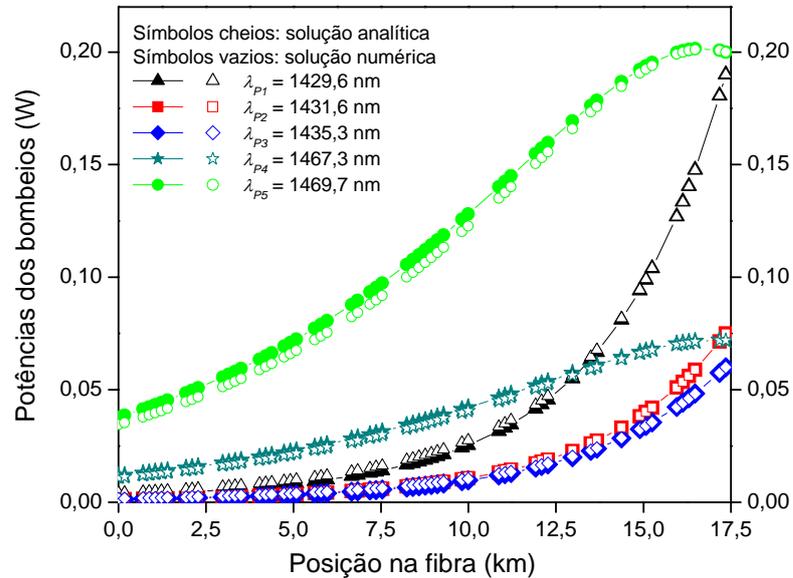


Figura 4.9: Evolução das potências dos bombeios na fibra DCF. Símbolos vazios representam a solução numérica, e símbolos cheios a solução analítica. $\lambda_{p1} = 1429,6$ nm, $\lambda_{p2} = 1431,6$ nm, $\lambda_{p3} = 1435,3$ nm, $\lambda_{p4} = 1467,3$ nm e $\lambda_{p5} = 1469,7$ com 190 mW, 75 mW, 60 mW, 72 mW e 200 mW respectivamente. O sistema foi composto por 26 canais WDM com $P_{S,in} = -20$ dBm por canal.

A Figura 4.10 mostra o ganho em função do comprimento de onda dos 26 canais WDM. Pode ser visto na Figura 4.10 que as curvas de ganho apresentam o mesmo formato e *ripple*. O máximo erro do ganho entre os resultados analíticos e numéricos foi 3,6 %, 5,3 %, 7,4 % e 13,3 % para cada canal com -30 dBm, -20 dBm, -15 dBm e -10 dBm, respectivamente.

É importante destacar que os cinco bombeios utilizados nos resultados da Figura 4.9 e 4.10, não foram otimizados para garantir mínimo *ripple* e máximo ganho em toda a banda de sinais considerada. Portanto, se as potências e os comprimentos de onda dos bombeios forem melhor ajustados, é possível obter ganhos maiores e mais planos do que os apresentados na Figura 4.10.

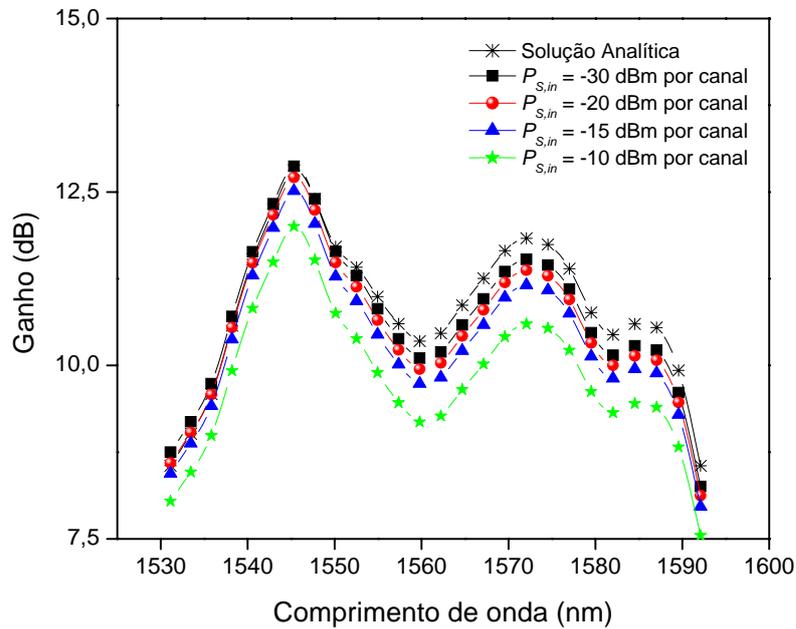


Figura 4.10: Ganho analítico e numérico em função do comprimento de onda dos 26 canais WDM. $\lambda_{P1} = 1429,6$ nm, $\lambda_{P2} = 1431,6$ nm, $\lambda_{P3} = 1435,3$ nm, $\lambda_{P4} = 1467,3$ nm e $\lambda_{P5} = 1469,7$ nm. $P_{P1} = 190$ mW, $P_{P2} = 75$ mW, $P_{P3} = 60$ mW, $P_{P4} = 72$ mW e $P_{P5} = 200$ mW.

4.1.2 Comparação dos Resultados Analíticos e Numéricos com Dados Experimentais

O modelo analítico aproximado apresentado no Capítulo 3 também foi validado comparando os resultados analíticos com dados experimentais. A Figura 4.11 ilustra o sistema experimental de um amplificador Raman distribuído montado em laboratório. O sistema é composto por um único enlace de fibra monomodo padrão (SMF), e por dois *lasers* de bombeio operando em onda contínua (*continuous wave - CW*) contra-propagantes, alocados em $\lambda_{P1} = 1448,5$ nm e $\lambda_{P2} = 1456,5$ nm. Para evitar que efeitos de polarização afetassem o ganho do amplificador, antes de serem injetados na fibra, ambos os *lasers* de bombeio passaram por um combinador e por um despolarizador. Um *laser* CW sintonizável dentro da banda de 1525 nm a 1565 nm e controlado automaticamente foi utilizado como *laser* de sinal. As perdas por absorção (atenuação) foram estimadas como sendo 0,23 dB/km no comprimento de onda de 1552,03 nm e no mínimo 0,26 dB/km (0,26 dB/km – 0,3 dB/km) no comprimento de onda dos bombeios. As medidas foram efetuadas através do analisador de espectro óptico.

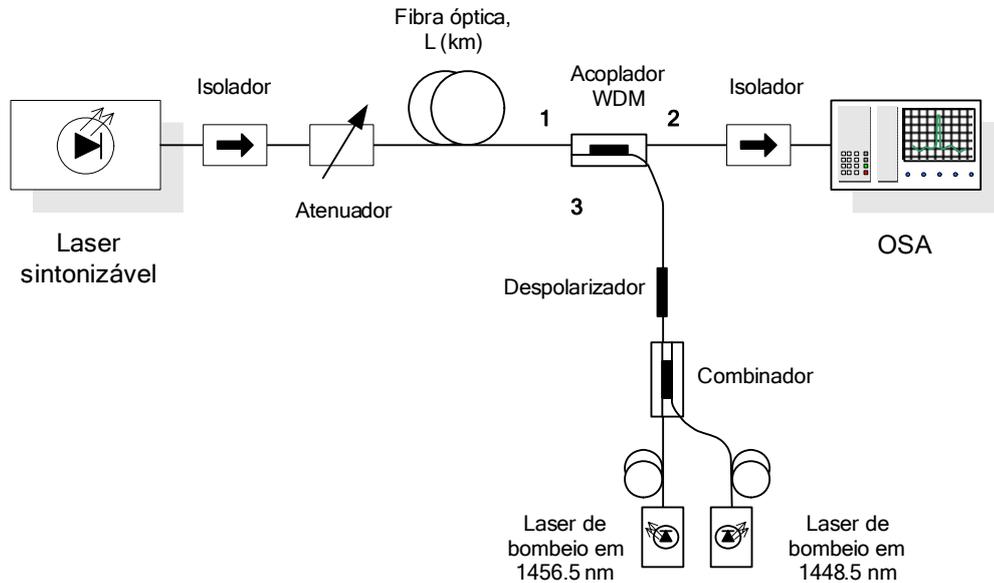


Figura 4.11: Sistema experimental de um amplificador Raman distribuído na configuração contra-propagante.

A Figura 4.12 mostra o ganho do sinal alocado em $\lambda_S = 1552,03$ nm com $P_{S,in} = 0$ dBm de potência de entrada em função da potência total dos bombeios ($P_{P1} + P_{P2}$). A corrente de operação dos *lasers* foi mantida igual para os dois *lasers* de bombeio, assumindo, portanto que ambos os bombeios eram injetados na fibra com potências iguais ($P_{P1} = P_{P2}$). O ganho analítico foi obtido através da equação (3.29), e o numérico através da solução da equação (2.31). Dois enlaces de fibra SMF foram utilizados individualmente, um com 50 km e outro com 100 km. Pode ser observado na Figura 4.12 que tanto o ganho numérico quanto o analítico apresentam boa concordância com o ganho experimental. A Tabela 4.2 mostra os parâmetros utilizados nas simulações com o modelo analítico e numérico. Os parâmetros assinalados com (*) correspondem aos medidos experimentalmente. A eficiência do ganho de Raman C_R no pico da curva de ganho Raman foi calculada, utilizando dados medidos experimentalmente, através do procedimento descrito em [10]. Os coeficientes de espalhamento de Rayleigh utilizados na solução numérica foram obtidos através da equação (2.21).

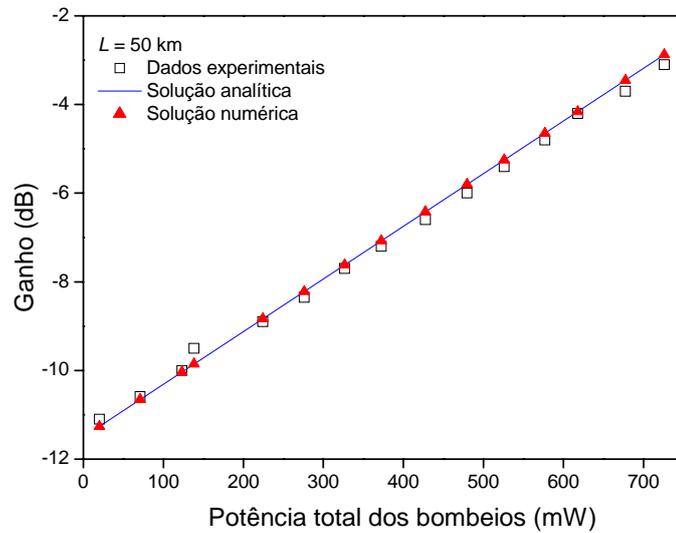
Tabela 4.2. Parâmetros do amplificador contra-propagante distribuído.
 (*) Valores medidos experimentalmente.

SMF		
Parâmetros	50 km	100 km
λ_{P1} (nm)	1448,5	
λ_{P2} (nm)	1456,5	
λ_S (nm)	1552,03	
C_R (1/W/km)	0,4*	
α_{P1} (dB/km)	0,3*	0,26*
α_{P2} (dB/km)	0,3*	0,26*
α_S (dB/km)	0,23*	0,23*
ε_{P1} (dB/km)	-34,9218	
ε_{P2} (dB/km)	-35,0021	
ε_S (dB/km)	-35,9491	
Γ	2	
$B_{e,S}$ (nm)	0,2	
$B_{e,P}$ (nm)	3	

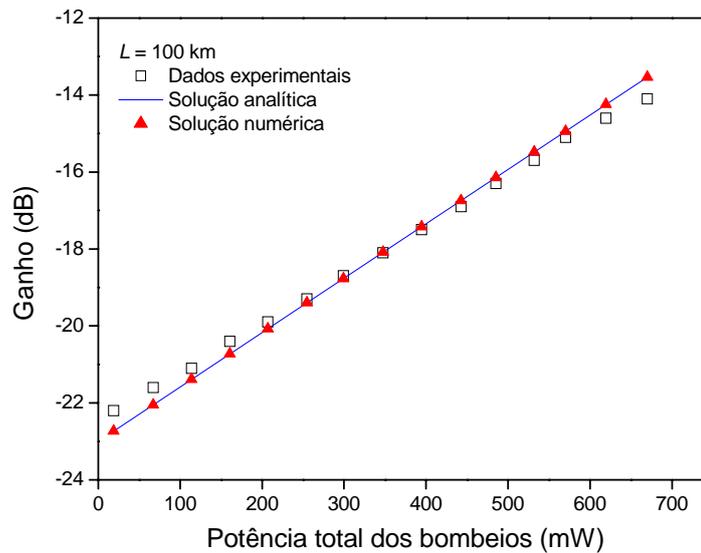
Utilizando o mesmo esquema experimental da Figura 4.11, levantou-se o perfil de ganho de Raman da fibra SMF em uma banda de aproximadamente 16 THz. O perfil de ganho da fibra foi obtido injetando um *laser* de bombeio na entrada da fibra e observando no analisador de espectro óptico o formato da curva de ganho da emissão espontânea de Raman. O *laser* de bombeio utilizado como referência foi $\lambda_0 = 1456,5$ nm. A Figura 4.13 mostra a eficiência do ganho de Raman C_R da fibra SMF em função do deslocamento em frequência.

Com os dois *lasers* de bombeio $\lambda_{P1} = 1448,5$ nm e $\lambda_{P2} = 1456,5$ nm ligados e cada um com 22,7 dBm de potência, que corresponde a uma potência total de bombeio de 355,65 mW, mediu-se o ganho obtido em comprimentos de onda de sinal variando de 1529,62 nm até 1562,7 nm. Cada comprimento de onda de sinal foi injetado individualmente na fibra com $P_{S,in} = 0$ dBm de potência. A Figura 4.14 mostra os ganhos experimental, analítico e numérico em função do comprimento de onda dos sinais. O coeficiente de atenuação dos sinais utilizado nas simulações

foram assumidos tomando como base o valor medido experimentalmente no comprimento de onda de 1552,03 nm e utilizando como referência a curva de atenuação de uma fibra de sílica [11]. Desta forma o coeficiente de atenuação dos sinais variou de $\alpha_{1529,62} = 0,26$ dB/km a $\alpha_{1562,7} = 0,23$ dB/km. O coeficiente de Rayleigh obtido através da equação (2.21) variou de $\varepsilon_{1529,62} = -35,7287$ dB/km a $\varepsilon_{1562,7} = -36,0542$ dB/km. Os demais parâmetros utilizados nas simulações foram os mesmos apresentados na Tabela 4.2.



(a)



(b)

Figura 4.12: Ganhos experimental, analítico e numérico em função da potência total dos bombeios. $\lambda_{p1} = 1448,5$ nm e $\lambda_{p2} = 1456,5$ nm. $P_{P1} = P_{P2}$. $\lambda_s = 1552,03$ nm e $P_{S,in} = 0$ dBm. (a) 50 km de fibra SMF e (b) 100 km de fibra SMF.

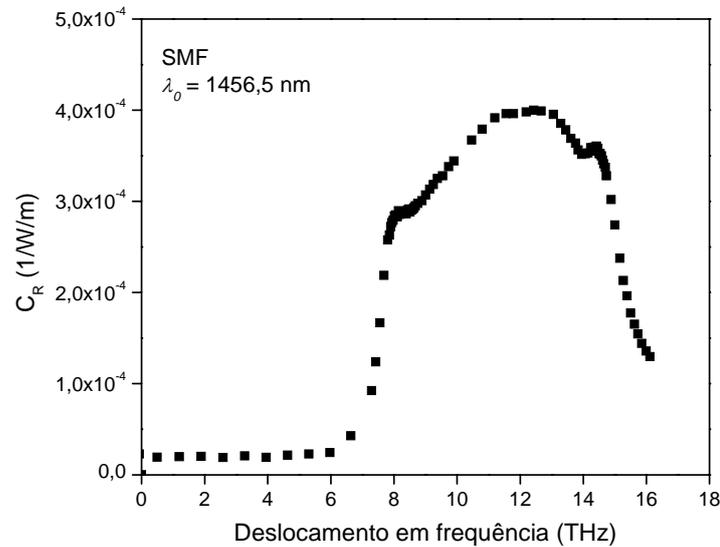
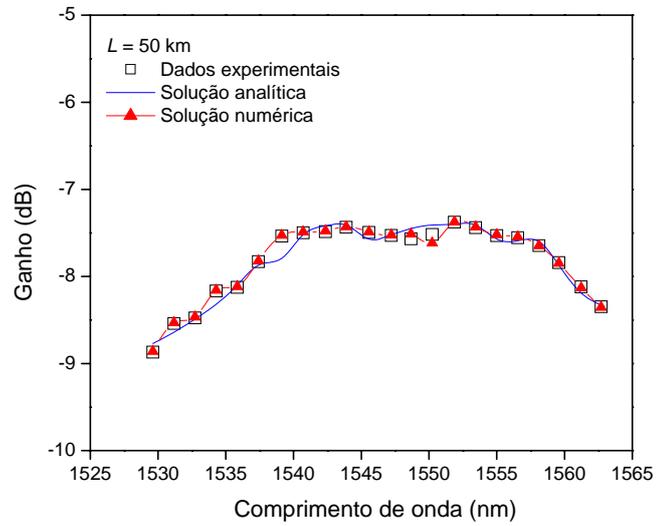


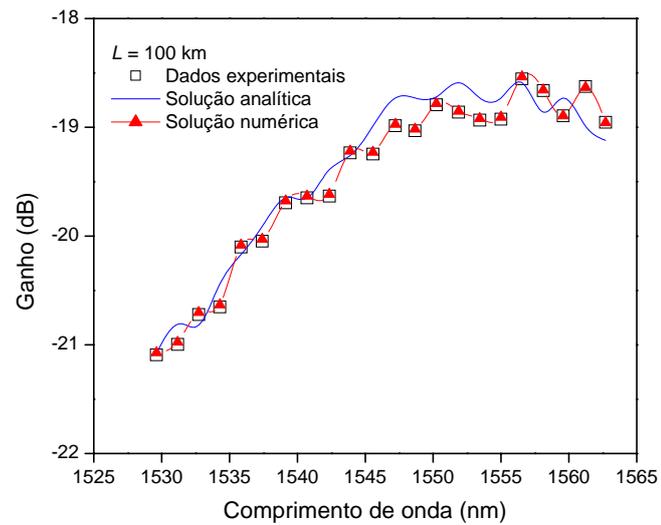
Figura 4.13: Eficiência do ganho de Raman em função do deslocamento em frequência para a fibra SMF. O ganho foi medido em um comprimento de onda de referência $\lambda_0 = 1456,5$ nm.

A Figura 4.14 mostra uma boa concordância entre os diferentes ganhos apresentados. O erro no ganho médio dos sinais entre as soluções analítica e numérica e os dados experimentais é menor do que 5 %. A boa concordância (tanto no valor quanto no formato das curvas) entre as soluções matemáticas e os dados experimentais na Figura 4.14 só foi possível de ser obtida porque utilizou-se os valores da curva de C_R medida experimentalmente no cálculo dos ganhos analítico e numérico. A curva de C_R da fibra é um parâmetro crítico no projeto de amplificadores Raman multi-sinais e multi-bombeios.

O ganho analítico também foi comparado com dados experimentais de um amplificador Raman concentrado disponíveis em [5]. Três configurações do amplificador foram analisadas, duas com dois bombeios contra-propagantes e uma com três bombeios contra-propagantes. Todos os amplificadores foram implementados em um trecho de 13 km de fibra TrueWave. Nas três configurações mediu-se o ganho de 47 canais, ocupando a banda de 1526,3 nm a 1568,9 nm, propagando-se simultaneamente. Os 40 primeiros canais foram espaçados em 100 GHz e os últimos 7 em 200 GHz. Cada canal foi injetado na fibra com $P_{S,in} = -22$ dBm de potência. A curva da eficiência do ganho de Raman medida experimentalmente foi cedida pelos autores de [5] e está ilustrada na Figura 4.15. Os ganhos foram medidos em relação a um comprimento de onda de referência $\lambda_0 = 1455$ nm. O C_R máximo medido foi $7,1 \times 10^{-4}$ (Wm)⁻¹ e ocorre em um deslocamento em frequência de 13,1 THz.



(a)



(b)

Figura 4.14: Comparação entre os ganhos experimental, analítico e numérico em função dos comprimentos de onda dos sinais. $\lambda_{p1} = 1448,5$ nm e $\lambda_{p2} = 1456,5$ nm. $P_{p1} = P_{p2} = 22,7$ dBm e $P_{S,in} = 0$ dBm. (a) 50 km de fibra SMF e (b) 100 km de fibra SMF.

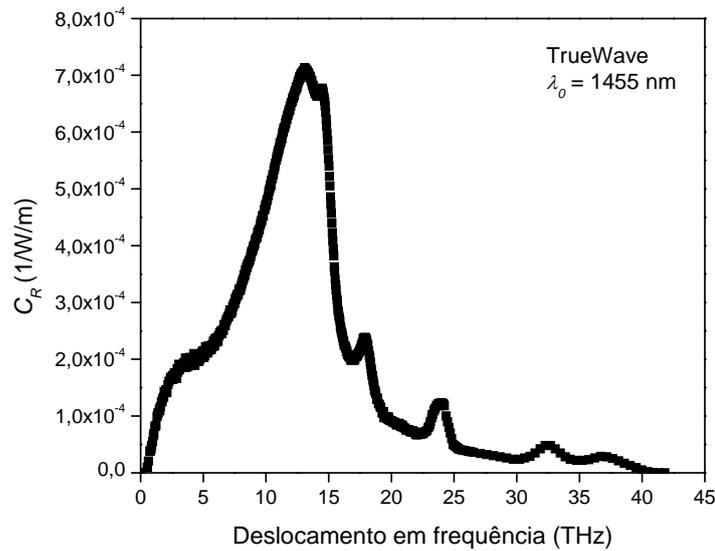


Figura 4.15: Eficiência do ganho de Raman em função do deslocamento em frequência para a fibra TrueWave. O ganho foi medido em um comprimento de onda de referência $\lambda_0 = 1455$ nm.

Os coeficientes de Rayleigh medidos experimentalmente foram aproximados pela expressão dependente do comprimento de onda: $\varepsilon(\lambda) = -0,31\text{m}^{-2} \times \lambda + 6,0 \times 10^{-7} \text{m}^{-1}$ [5].

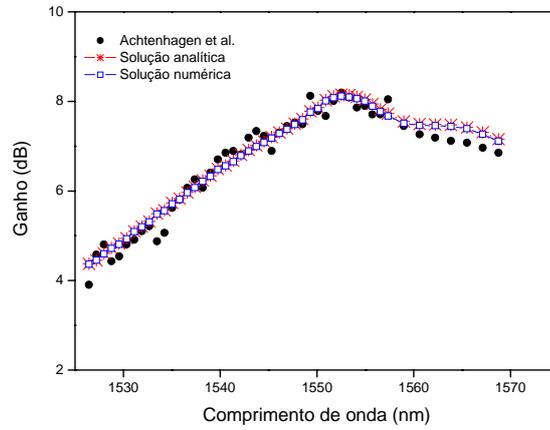
As três configurações do amplificador analisadas foram: (a) dois *lasers* de bombeio operando em 1443 nm e 1465 nm com potências $P_{P1} = 150$ mW e $P_{P2} = 300$ mW, respectivamente; (b) os mesmos *lasers* de bombeio da situação (a) só que com as potências trocadas $P_{P1} = 300$ mW e $P_{P2} = 150$ mW; (c) três *lasers* de bombeio alocados em 1443 nm, 1455 nm e 1465 nm, com 300 mW cada um. A Tabela 4.3 mostra os parâmetros utilizados nas simulações.

Tabela 4.3. Parâmetros da fibra TrueWave.

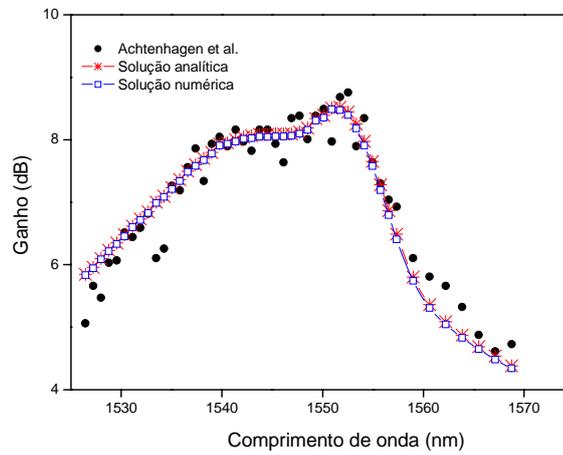
TrueWave			
Parâmetros	CASO A	CASO B	CASO C
α_{1443} (dB/km)	0,25	0,25	0,28
α_{1455} (dB/km)	–	–	0,28
α_{1465} (dB/km)	0,25	0,25	0,28

TrueWave			
Parâmetros	CASO A	CASO B	CASO C
α_S (dB/km)	0,23		
C_R (1/W/m)	$7,1 \times 10^{-4}$		
Γ	1		
ε_{1443} (dB/km)	-38,1625		
ε_{1455} (dB/km)	-38,2696		
ε_{1465} (dB/km)	-38,3609		
$\varepsilon_{(1526,3 - 1568,9)}$ (dB/km)	-38,9687 \rightarrow -39,4431		
$B_{e,S}$ (nm)	0,2		
$B_{e,P}$ (nm)	1		

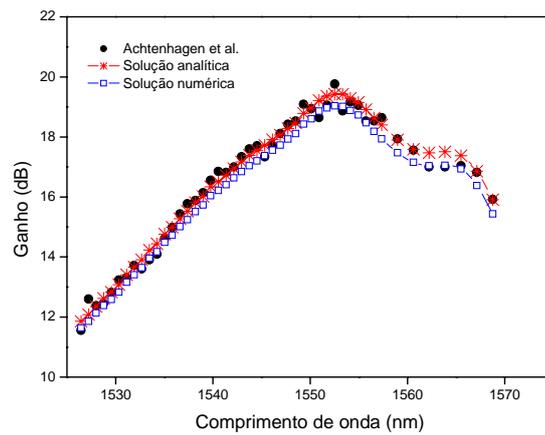
Tanto na solução analítica quanto na numérica assumiu-se o mesmo coeficiente de atenuação para todos os comprimentos de onda de sinal. Os coeficientes de atenuação dos bombeios foram adotados tomando como base o valor medido experimentalmente no comprimento de onda de 1565 nm ($\alpha_{1565} = 0,213$ dB/km), e utilizando como referência a curva de atenuação de uma fibra de sílica [11]. O coeficiente de atenuação dos bombeios em 1443 nm e 1465 nm sofreu uma mudança quando simulado o caso (c) (conforme Tabela 4.3). Esta modificação no coeficiente de atenuação nos comprimentos de onda dos bombeios foi necessária para que os resultados numérico e analítico apresentassem o mesmo nível de ganho que o experimental. Não houve variação significativa no formato da curva de ganho (*ripple*) quando houve ajustes na atenuação dos bombeios. A Figura 4.16 mostra os ganhos experimental, analítico e numérico em função do comprimento de onda dos sinais nas situações (a), (b) e (c).



(a)



(b)

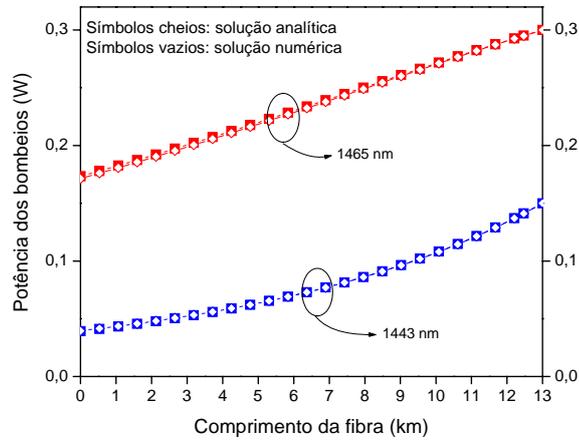


(c)

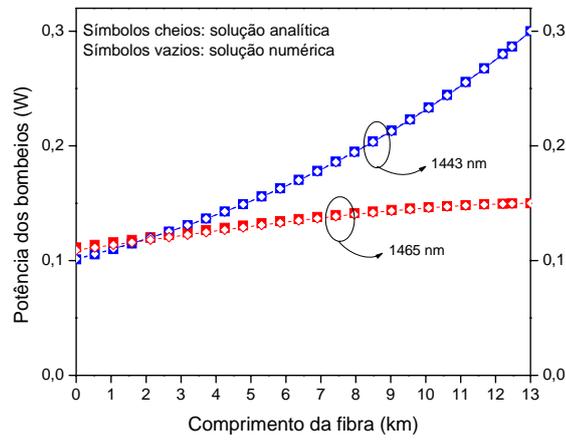
Figura 4.16: Comparação entre os ganhos experimental (referência [5]), analítico e numérico em função dos comprimentos de onda dos sinais. (a) $\lambda_{p1} = 1443$ nm e $\lambda_{p2} = 1465$ nm com potências $P_{p1} = 150$ mW e $P_{p2} = 300$ mW. (b) $\lambda_{p1} = 1443$ nm e $\lambda_{p2} = 1465$ nm com potências $P_{p1} = 300$ mW e $P_{p2} = 150$ mW. (c) $\lambda_{p1} = 1443$ nm, $\lambda_{p2} = 1455$ nm e $\lambda_{p3} = 1465$ nm com 300 mW cada um.

Como se pode observar na Figura 4.16, a combinação entre os comprimentos de onda e as potências dos bombeios é um fator determinante na obtenção do ganho e do *ripple* em uma determinada banda de sinais. As Figuras 4.16(a) e 4.16(b) foram obtidas considerando o mesmo comprimento de onda dos bombeios e considerando a mesma potência total dos bombeios, mas a potência individual de cada bombeio foi trocada. Note que há uma diferença no formato e no *ripple* das curvas de ganho das Figuras 4.16(a) e 4.16(b). As Figuras 4.16(a) e 4.16(b) também apresentam alguns resultados experimentais que estão fora das curvas de ganho analítica e experimental, principalmente nos comprimentos de onda abaixo de 1540 nm. Com exceção, destes resultados, as soluções analítica e numérica nos sistemas (a), (b) e (c), ilustrados na Figura 4.16, estão em perfeita concordância com os dados experimentais, apresentando erro médio abaixo de 5%. Os resultados apresentados confirmam que a solução analítica aproximada é uma ferramenta confiável para projetar amplificadores Raman banda larga na configuração contra-propagante operando fora do regime de saturação do ganho (depleção dos bombeios). Vale a pena enfatizar novamente que a boa concordância entre os resultados da Figura 4.16 foi obtida porque utilizou-se os valores da curva de C_R medida experimentalmente no cálculo dos ganhos analítico e numérico.

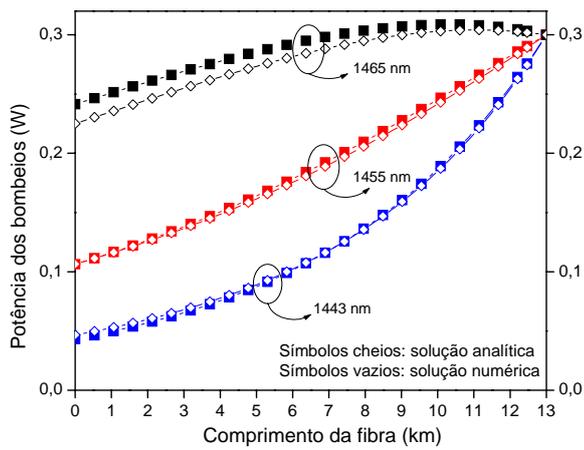
A Figura 4.17 mostra a evolução das potências dos bombeios nas três situações ilustradas na Figura 4.16, obtida através do modelo analítico de evolução de potência, expresso na equação (3.25), e da solução numérica da equação (2.31). Pode-se observar na Figura 4.17, conforme já se havia observado em resultados mostrados anteriormente, que as duas iterações utilizadas no desenvolvimento do modelo analítico de propagação de potências são suficientes para alcançar a convergência e uma boa concordância com a solução do modelo numérico e com dados experimentais. A concordância entre o ganho analítico e os demais apresentados na Figura 4.16 só foi possível de ser obtida porque se conseguiu modelar de forma precisa, nas equações analíticas de evolução de potência dos bombeios, a interação entre os bombeios durante a propagação.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.17: Evolução das potências dos bombeios na fibra TrueWave. Símbolos cheios representam a solução analítica e símbolos vazios a solução numérica para bombeios com comprimentos de onda e potências de acordo com as situações (a), (b) e (c) da Figura 4.16.

É importante destacar que o tempo computacional gasto na solução do modelo analítico é bastante inferior ao tempo gasto na solução do modelo numérico, mesmo aumentando a quantidade de sinais e bombeios no sistema. A Tabela A.1 no Apêndice A, mostra uma estimativa do tempo gasto em algumas simulações com o modelo analítico e numérico.

Nas sessões que se seguem será mostrado como é o comportamento do modelo analítico para amplificadores Raman co-propagante.

4.2 AMPLIFICADORES RAMAN COM BOMBEIOS CO-PROPAGANTES

No amplificador Raman na configuração co-propagante, os sinais e os bombeios propagam no mesmo sentido ao longo da fibra. Desta forma, o modelo analítico de propagação de potência de bombeios co-propagantes, expresso pela equação (3.26), pode ser estendido tanto para obter a propagação das potências dos bombeios quanto dos sinais propagando simultaneamente. No entanto, existem duas maneiras de se obter o ganho analítico dos sinais em amplificadores Raman co-propagantes:

- (i) utilizando-se a equação (3.26) propagando-se os bombeios e os sinais juntos, e depois aplicando diretamente a equação de ganho $G = P_s(L)/P_s(0)$ para se obter o ganho analítico dos sinais. Resolvendo desta forma, a interação sinal-sinal e a depleção das potências dos bombeios pelos sinais são computadas. Porém a limitação do modelo representado pela equação (3.26) é que todos os comprimentos de onda devem ter o mesmo coeficiente de atenuação;
- (ii) utilizando-se a equação (3.26) para obter a propagação somente dos bombeios, e depois aplicando a equação (3.29) para obter o ganho dos sinais. Este procedimento não considera a depleção dos bombeios pelos sinais e a interação entre os sinais, mas permite que cada comprimento de onda dos sinais tenha seu próprio coeficiente de atenuação.

A opção (ii) é a mesma que foi adotada para se obter o ganho analítico dos sinais nos amplificadores Raman na configuração contra-propagante. Nos amplificadores co-propagantes, a interação entre os bombeios ocorre da mesma forma que nos contra-propagantes, a diferença é que no primeiro a potência é máxima em $z = 0$ e no último é máxima em $z = L$, e conseqüentemente, enquanto um é decrescente em relação à z o outro é crescente. Portanto, para um sistema com os mesmos bombeios e sinais, a opção (ii) apresenta os mesmos resultados de ganho em $z = L$, independentemente se os bombeios estão contra-propagantes ou co-propagantes

aos sinais. A opção (ii) já foi diversas vezes testada e validada nas seções anteriores. Desta forma, optou-se pelo método de solução (i) para obter o ganho dos sinais em amplificadores Raman co-propagantes porque considera a interação sinal-sinal e a depleção das potências dos bombeios pelos sinais.

4.2.1 Comparação dos Resultados Analíticos com Resultados Numéricos

O sistema utilizado neste processo foi de um amplificador Raman concentrado, conforme ilustrado na Figura 2.5(b). A fibra utilizada como meio amplificador foi uma fibra compensadora de dispersão (DCF). As soluções analítica e numérica foram utilizadas para estimar o ganho de um amplificador composto por: 3 bombeios e 23 canais de sinal WDM, ocupando toda a banda C (de 1530,33 nm até 1565,5 nm), com 200 GHz de separação entre os canais; 5 bombeios e 26 canais de sinal WDM ocupando a banda de 1531,12 nm até 1592,10 nm também com 200 GHz de separação. Os parâmetros utilizados nas simulações do modelo numérico são os mesmos utilizados nas simulações com o amplificador contra-propagante (Tabela 4.1). Nas simulações com o modelo analítico os coeficientes de atenuação foram ajustados, pois conforme mencionado anteriormente, no modelo analítico descrito pela equação (3.26), os coeficientes de atenuação tanto dos bombeios quanto dos sinais devem ser iguais. A Tabela 4.4 mostra os valores dos coeficientes de atenuação utilizados nas simulações com o modelo analítico. Os coeficientes de atenuação foram ajustados afim de que o ganho obtido pela solução do método analítico se tornasse mais próximo do ganho obtido pelo modelo numérico.

Tabela 4.4. Coeficientes de atenuação dos bombeios e dos sinais na fibra DCF utilizados nas simulações do modelo analítico do amplificador co-propagante.

DCF			
3 bombeios e 23 canais de sinal WDM		5 bombeios e 26 canais de sinal WDM	
Potência dos sinais (dBm)	α (dB/km)	Potência dos sinais (dBm)	α (dB/km)
-30	0,63	-30	0,64
-20	0,64	-20	0,64
-15	0,65	-10	0,64

4.2.1.1 Amplificador Raman com três bombeios co-propagantes

No amplificador concentrado com três bombeios co-propagantes, os *lasers* de bombeio foram alocados em $\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm e $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm, com $P_{p1} = 215,17$ mW, $P_{p2} = 264,68$ mW e $P_{p3} = 200,16$ mW, respectivamente. Os três bombeios propagaram-se simultaneamente com 23 canais de sinal WDM. A evolução analítica das potências tanto dos bombeios quanto dos sinais foram obtidas através da equação (3.26), e a evolução numérica das potências foram obtidas através da solução da equação (2.31). A Tabela 4.4 mostra os coeficientes de atenuação utilizados nas simulações com o modelo analítico. A Figura 4.18 mostra a evolução das potências dos bombeios e de três dos 23 canais propagando ao longo de 17,35 km de fibra DCF. A potência de cada canal na entrada do amplificador foi $P_{S,in} = -20$ dBm.

A Figura 4.18(a) mostra que a evolução das potências dos bombeios calculadas com o modelo analítico e numérico apresenta o mesmo comportamento e estão praticamente sobrepostas. Na Figura 4.18(b), as evoluções das potências dos sinais obtidas através dos dois métodos também são bastante próximas, com máximo erro menor a 10%.

A Figura 4.19 mostra os ganhos analítico e numérico dos 23 canais em função do comprimento de onda. Pode-se observar pelos resultados apresentados na Figura 4.19 que existe uma boa concordância entre os métodos de solução. Na Figura 4.20 é ilustrado o erro entre os ganhos da Figura 4.19, calculado pela equação (4.2), em função do comprimento de onda. Note que, no pior caso, o erro entre os dois métodos ficou abaixo de 2,5 %. Esta pequena diferença entre os ganhos analítico e numérico deve-se ao ajuste dos coeficientes de atenuação e a outros fatores como a ASE e o espalhamento de Rayleigh, que são computados no modelo numérico e não são no analítico.

Outro teste foi feito variando-se em 10 % o comprimento em torno dos 17.35 km de fibra DCF. As potências de entrada dos sinais foram fixadas em -30 dBm, -20 dBm e -15 dBm por canal. O máximo erro do ganho entre os métodos de solução analítico e numérico foi de 3,5 %.

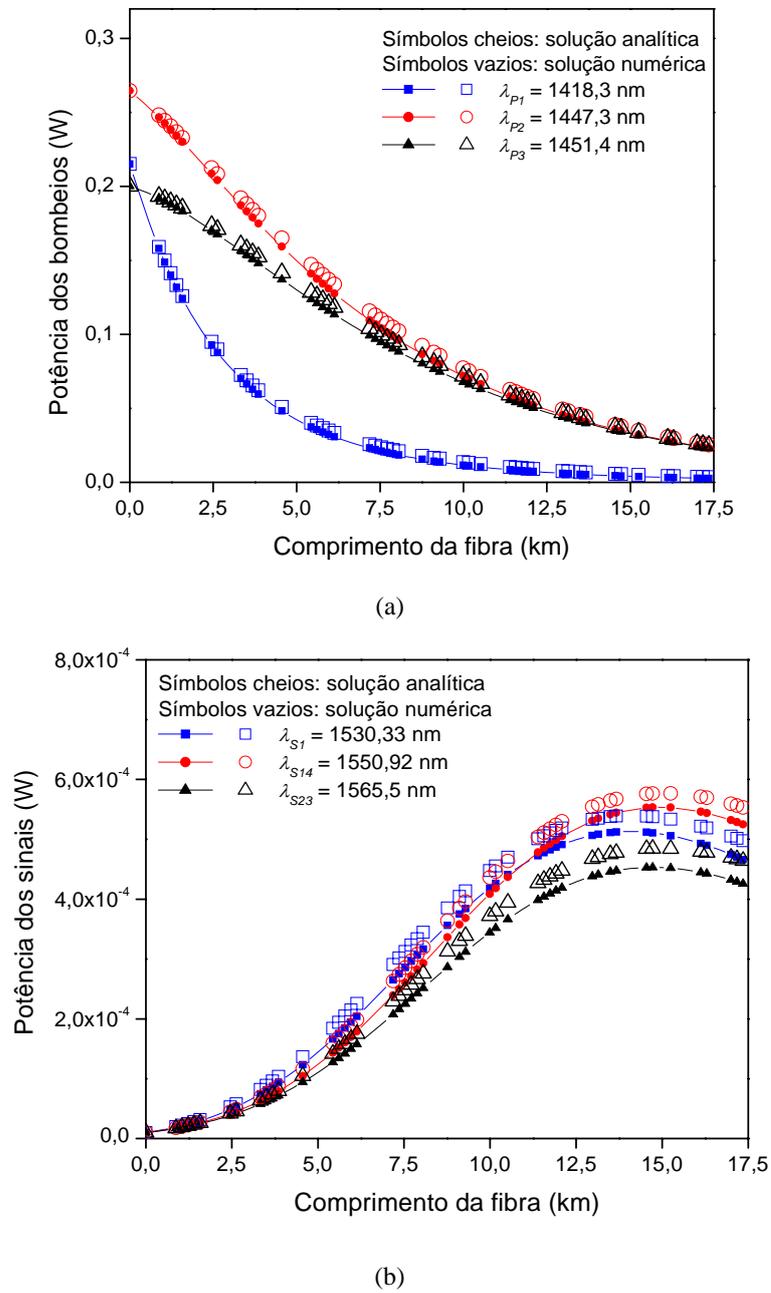


Figura 4.18: Evolução das potências na fibra DCF. Símbolos vazios representam a solução numérica, e símbolos cheios a solução analítica. (a) potência dos bombeios, com potências $P_{P1} = 215,17$ mW, $P_{P2} = 264,68$ mW e $P_{P3} = 200,16$ mW respectivamente. (b) evolução da potência de três dos 23 canais WDM, com $P_{S,in} = -20$ dBm por canal.

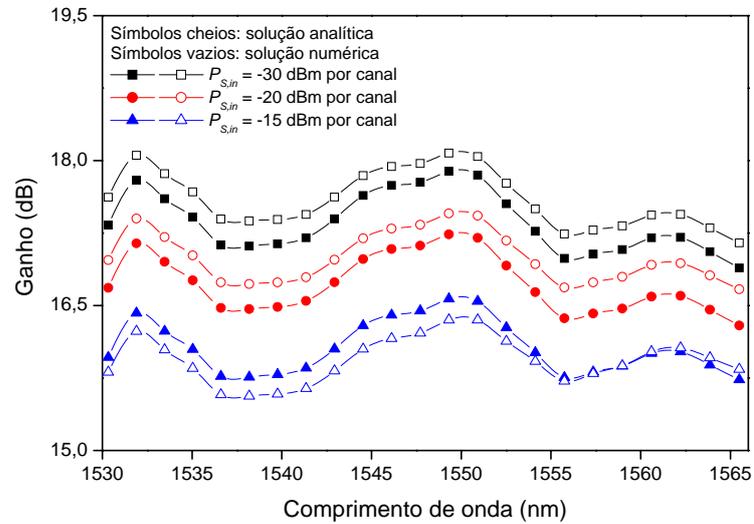


Figura 4.19: Ganhos analítico e numérico em função do comprimento de onda dos 23 canais. Símbolos vazios representam a solução numérica, e símbolos cheios a solução analítica. $\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm e $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm com potências $P_{p1} = 215,17$ mW, $P_{p2} = 264,68$ mW e $P_{p3} = 200,16$ mW, respectivamente.

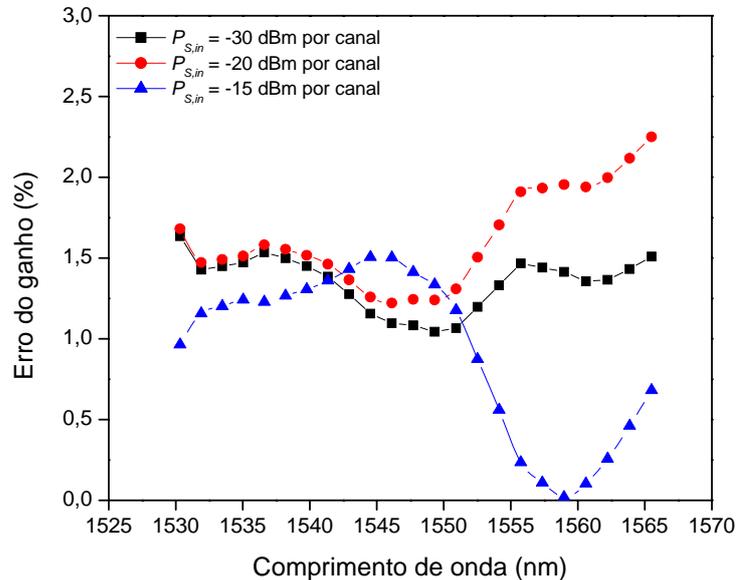


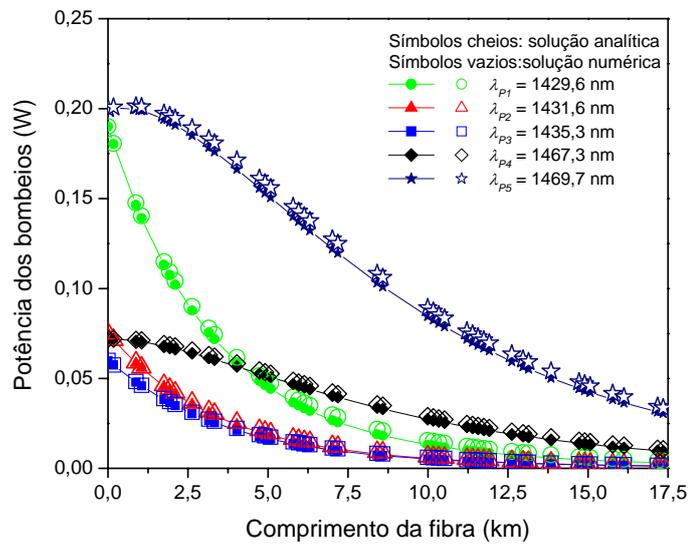
Figura 4.20: Erro do ganho em função do comprimento da fibra DCF para amplificadores Raman com 23 sinais e três bombeios co-propagantes. $\lambda_{p1} = 1418,3$ nm, $\lambda_{p2} = 1447,3$ nm, $\lambda_{p3} = 1451,4$ nm, $P_{p1} = 215,17$ mW, $P_{p2} = 264,68$ mW e $P_{p3} = 200,16$ mW.

4.2.1.2 Amplificador Raman com cinco bombeios co-propagantes

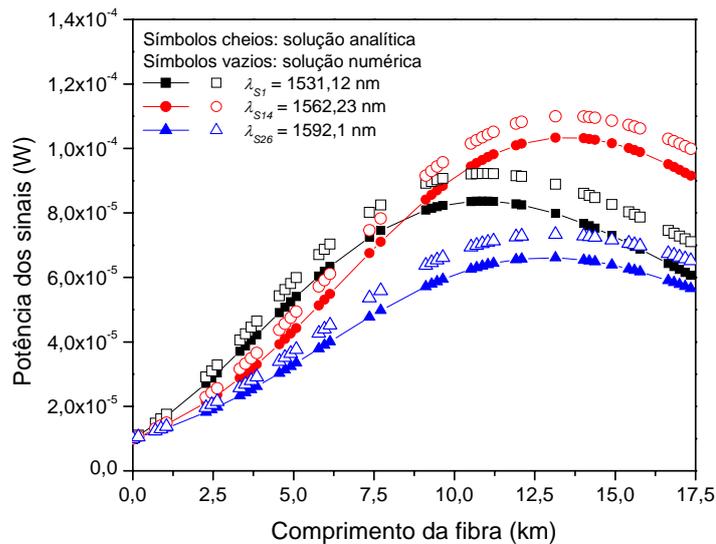
No amplificador Raman concentrado com cinco bombeios co-propagantes, os bombeios foram alocados em $\lambda_{p1} = 1429,6$ nm, $\lambda_{p2} = 1431,6$ nm, $\lambda_{p3} = 1435,3$ nm, $\lambda_{p4} = 1467,3$ nm e $\lambda_{p5} = 1469,7$ nm com potências de 190 mW, 75 mW, 60 mW, 72 mW e 200 mW respectivamente. Foram utilizados 26 canais WDM separados em 200 GHz ocupando a banda de 1531,12 nm a 1592,1 nm. Os cinco bombeios propagaram-se simultaneamente com os 26 canais de sinal WDM. A evolução analítica das potências tanto dos bombeios quanto dos sinais foram obtidas através da equação (3.26), e a evolução numérica das potências foram obtidas através da solução da equação (2.31). A Tabela 4.4 mostra os coeficientes de atenuação utilizados nas simulações com o modelo analítico.

A evolução da potência dos bombeios e dos sinais está ilustrada na Figura 4.21. A Figura 4.21(a) mostra a evolução das potências analítica e numérica dos cinco bombeios e a Figura 4.21(b) a evolução das potências de três dos 26 canais de sinal WDM. Observa-se que, mesmo aumentando a quantidade de bombeios e sinais no sistema, a solução analítica de evolução de potências ainda apresenta uma boa concordância com o método numérico.

A Figura 4.22 mostra os ganhos analíticos e numéricos em função do comprimento de onda dos 26 canais WDM. Os sinais foram injetados no amplificador com três níveis diferentes de potência. No entanto, pode-se observar na Figura 4.22 que o ganho é praticamente o mesmo para os três diferentes níveis de potência dos sinais. Isto ocorre porque o amplificador está operando na região de ganho linear. Na região de ganho linear o ganho do amplificador é independente do nível de potência dos sinais e não sofre influências significativas nem do ruído e nem da depleção do bombeio. Uma região de ganho linear pode ser observada na Figura 3.2.



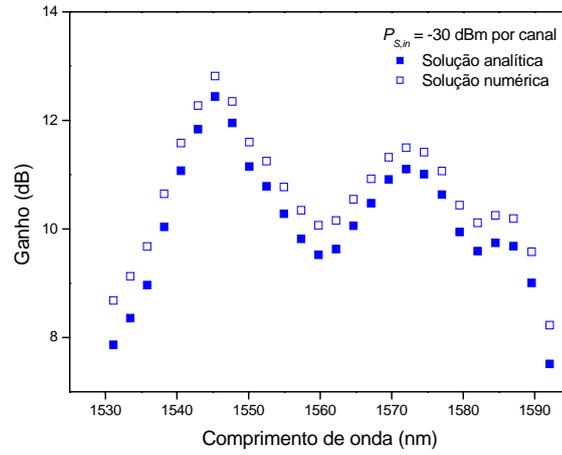
(a)



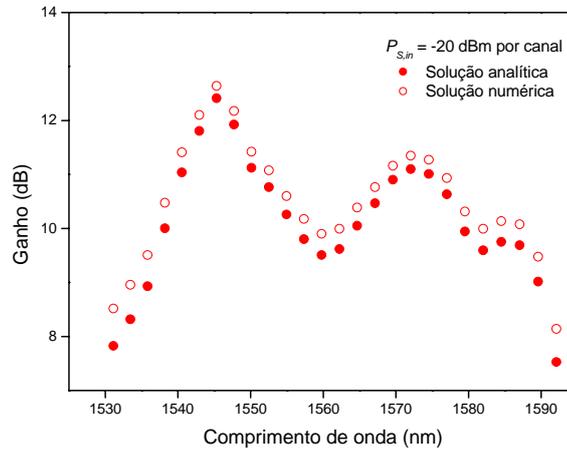
(b)

Figura 4.21: Evolução das potências na fibra DCF. Símbolos vazios representam a solução numérica, e símbolos cheios a solução analítica. (a) evolução da potência dos bombeios co-propagantes, com $P_{P1} = 190$ mW, $P_{P2} = 75$ mW, $P_{P3} = 60$ mW, $P_{P4} = 72$ mW e $P_{P5} = 200$ mW, respectivamente. (b) evolução da potência de três dos 26 canais WDM. O sistema foi composto por 26 canais WDM com $P_{S,in} = -20$ dBm por canal.

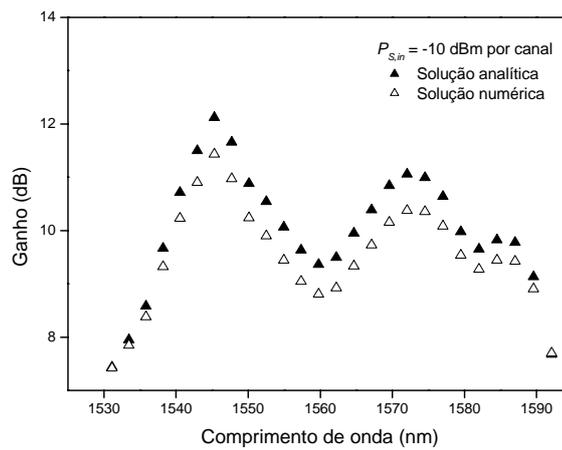
A Figura 4.23 mostra o erro do ganho entre os dois métodos em função do comprimento de onda dos sinais. Pode-se observar na Figura 4.23 que o máximo erro entre os ganhos apresentados na Figura 4.22 ficou abaixo de 10%. Este erro observado ocorre devido à diferença entre os coeficientes de atenuação utilizados nos dois modelos.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.22: Ganhos analítico e numérico em função do comprimento de onda dos 26 canais. (a) $P_{S,in} = -30$ dBm por canal. (b) $P_{S,in} = -20$ dBm por canal. (c) $P_{S,in} = -10$ dBm por canal. Cinco bombeios com $\lambda_{P1} = 1429,6$ nm, $\lambda_{P2} = 1431,6$ nm, $\lambda_{P3} = 1435,3$ nm, $\lambda_{P4} = 1467,3$ nm e $\lambda_{P5} = 1469,7$ nm com potências $P_{P1} = 190$ mW, $P_{P2} = 75$ mW, $P_{P3} = 60$ mW, $P_{P4} = 72$ mW e $P_{P5} = 200$ mW, respectivamente.

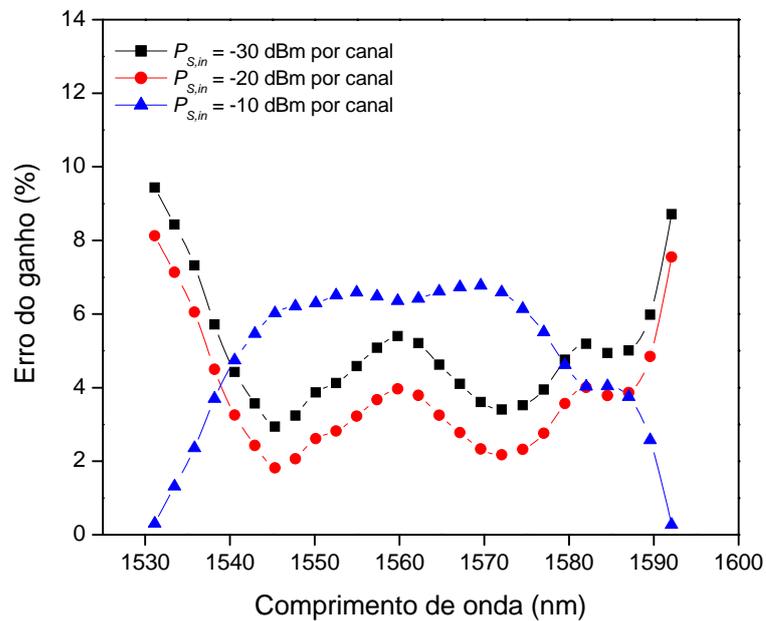


Figura 4.23: Erro do ganho em função do comprimento da fibra DCF para amplificadores Raman com 26 sinais e cinco bombeios co-propagantes. $\lambda_{P1} = 1429,6$ nm, $\lambda_{P2} = 1431,6$ nm, $\lambda_{P3} = 1435,3$ nm, $\lambda_{P4} = 1467,3$ nm e $\lambda_{P5} = 1469,7$ nm com potências $P_{P1} = 190$ mW, $P_{P2} = 75$ mW, $P_{P3} = 60$ mW, $P_{P4} = 72$ mW e $P_{P5} = 200$ mW, respectivamente.

4.2.2 Comparação dos Resultados Analíticos e Numéricos com Dados Experimentais

A Figura 4.24 ilustra o sistema experimental de um amplificador Raman distribuído com bombeios na configuração co-propagante, montado em laboratório. O sistema ilustrado apresenta as mesmas características do sistema mostrado na Figura 4.11. Ele é composto por um único enlace de fibra monomodo padrão (SMF), e por dois *lasers* de bombeio operando em onda contínua (CW), alocados em $\lambda_{P1} = 1448,5$ nm e $\lambda_{P2} = 1456,5$ nm. Os parâmetros medidos experimentalmente correspondem aos marcados com (*) na Tabela 4.2.

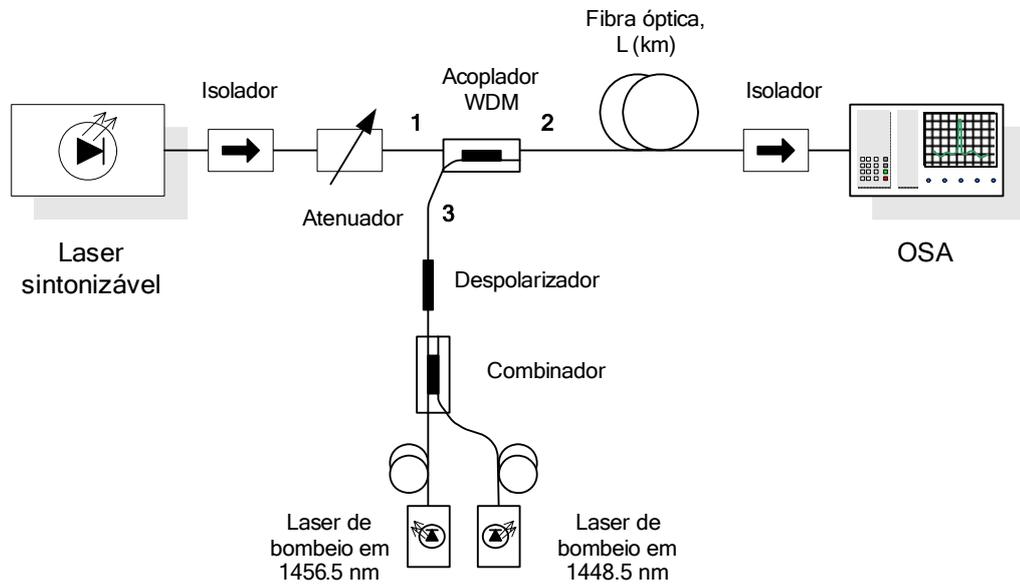


Figura 4.24: Sistema experimental de um amplificador Raman distribuído na configuração co-propagante.

A Figura 4.25 mostra o ganho do sinal alocado em $\lambda_S = 1552,03$ nm com $P_{S,in} = 0$ dBm de potência de entrada em função da potência total dos bombeios ($P_{P1} + P_{P2}$). A corrente de operação dos *lasers* foi mantida igual para os dois *lasers* de bombeio assumindo, portanto, que ambos os bombeios eram injetados na fibra com potências iguais ($P_{P1} = P_{P2}$). Os ganhos ilustrados na Figura 4.25 foram obtidos em 50 km de fibra SMF. Os parâmetros utilizados na simulação do modelo numérico são os mesmos da Tabela 4.2. Na simulação com o modelo analítico, os coeficientes de atenuação foram justados em $\alpha = 0.245$ dB/km.

Observa-se na Figura 4.25 que o ganho analítico apresenta uma divergência se comparado aos ganhos numérico e experimental. Esta divergência ocorre porque não foi possível ajustar um único valor de coeficiente de atenuação que garantisse ganho analítico próximo aos ganhos experimentais e numérico em toda a faixa de valores de potência de bombeio

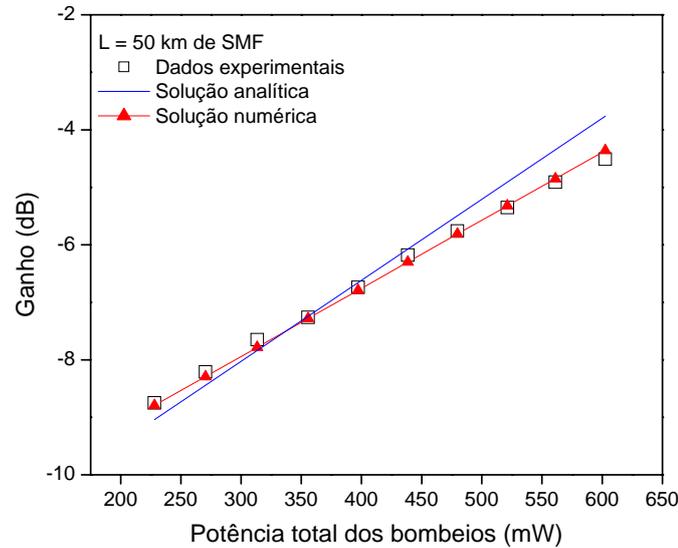


Figura 4.25: Ganhos experimental, analítico e numérico em função da potência total dos bombeios. $\lambda_{P1} = 1448,5$ nm e $\lambda_{P2} = 1456,5$ nm. $P_{P1} = P_{P2}$. $\lambda_S = 1552,03$ nm e $P_{S,in} = 0$ dBm. $L = 50$ km.

A Figura 4.26 mostra os ganhos experimental, analítico e numérico em função do comprimento de onda dos sinais, obtidos em 100 km de fibra SMF. Os dois *lasers* de bombeio $\lambda_{P1} = 1448,5$ nm e $\lambda_{P2} = 1456,5$ nm foram injetados na fibra com 22,7 dBm de potência cada um, que corresponde a uma potência total de bombeio de 355,65 mW. Mediu-se o ganho obtido em comprimentos de onda de sinal variando de 1530,8 nm até 1543,3 nm. Cada comprimento de onda de sinal foi injetado individualmente na fibra com $P_{S,in} = 0$ dBm de potência. O coeficiente de atenuação dos sinais utilizado nas simulações com o modelo numérico foram assumidos como sendo o mesmo valor medido experimentalmente no comprimento de onda de 1552,03 nm (Tabela 4.2). Os coeficientes de Rayleigh utilizados no modelo numérico foram obtido através da equação (2.21) e variam de $\epsilon_{1530,8} = -35,7402$ dB/km a $\epsilon_{1543,3} = -35,8635$ dB/km. Na solução com o modelo analítico, o coeficiente de atenuação foi ajustado em $\alpha = 0,24$ dB/km. Os demais parâmetros são os mesmos da Tabela 4.2.

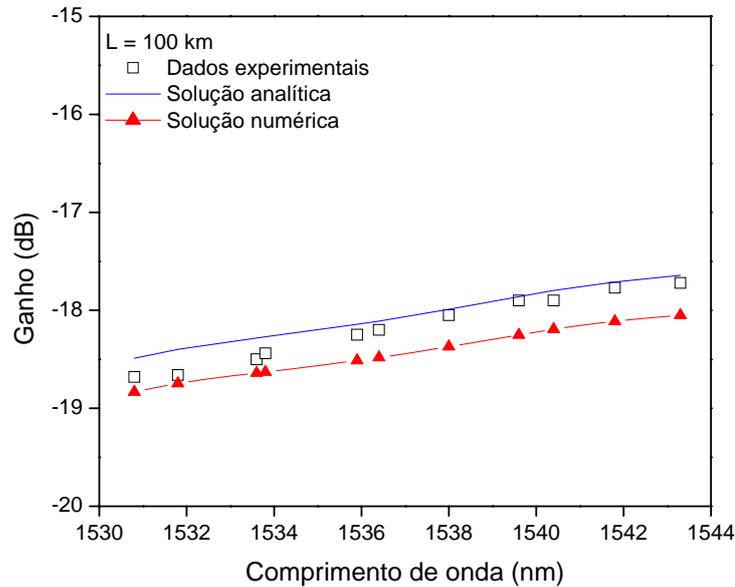


Figura 4.26: Comparação entre os ganhos experimental, analítico e numérico em função dos comprimentos de onda dos sinais. $\lambda_{p1} = 1448,5$ nm e $\lambda_{p2} = 1456,5$ nm. $P_{p1} = P_{p2} = 22,7$ dBm e $P_{s,in} = 0$ dBm. $L = 100$ km de fibra SMF.

A Figura 4.26 mostra uma boa concordância entre os resultados de ganho. Não foram feitos ajustes nos parâmetros utilizados no modelo numérico, por isto é observada uma pequena diferença (menor do que 0,4 dB) entre os ganhos numérico e experimental. Esta diferença surge devido às pequenas variações nos parâmetros medidos experimentalmente, principalmente nos coeficientes de atenuação dos bombeios. Esta diferença, no entanto não ocorre entre os ganhos analítico e experimental porque como a potência dos bombeios é fixa, conseguiu-se ajustar o coeficiente de atenuação (que é o mesmo tanto para sinais quanto para bombeios) para que os resultados analíticos fossem mais próximos dos resultados experimentais.

4.3 CONCLUSÕES

Neste capítulo foram realizados testes e validações dos modelos analíticos de propagação de potência e de ganho de amplificadores Raman desenvolvidos no Capítulo 3. Foram investigados amplificadores Raman concentrados e distribuídos nas configurações contra-propagante e co-propagante. Diversos parâmetros de projeto do amplificador foram analisados, tais como a quantidade de bombeios e de sinais propagantes, os níveis de potência tanto dos bombeios quanto dos sinais, tipos de fibra e comprimentos do enlace.

Os resultados analíticos do amplificador Raman na configuração contra-propagante com até cinco bombeios mostraram uma boa concordância com resultados numéricos dentro de uma região limitada. Esta região corresponde a uma faixa de potência tanto dos sinais quanto dos bombeios onde não ocorre a saturação do ganho, ou seja, onde a depleção dos bombeios não é um fator interferente no ganho dos sinais. É mais apropriado projetar amplificadores Raman para operar dentro da região de não saturação do ganho, pois é onde ocorre a mais efetiva transferência de energia dos bombeios para os sinais. Esta faixa varia de acordo com as características de projeto do amplificador, tais como o tipo de fibra, o comprimento da fibra, os níveis de potência, etc.. A comparação do modelo analítico com dados experimentais obtidos em sistemas com até três bombeios contra-propagantes e 47 canais de sinal também mostrou uma excelente concordância entre os resultados.

O modelo analítico de propagação de potências utilizado para obter o ganho em amplificadores co-propagantes contém, inserida em sua formulação, a depleção dos bombeios. Devido a esta característica do modelo as comparações feitas com a solução do modelo numérico com até 5 bombeios mostrou uma boa proximidade entre os resultados até mesmo na região de saturação do ganho. Bons resultados também foram obtidos comparando-se a solução analítica de amplificadores co-propagantes com dados obtidos experimentalmente.

Todos os testes realizados neste capítulo confirmaram que o modelo analítico desenvolvido neste trabalho é uma ferramenta confiável para se projetar amplificadores Raman concentrados e distribuídos multi-canais e multi-bombeios.

Referências

- [1] ITU-T Recommendation G. 694.1, Geneve, junho 2002.
- [2] Jake Bromage, “Raman amplification for fiber communications systems”, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 79-93, janeiro 2004.
- [3] L. G. Nielsen, S. N. Knudsen, B. Edvold, T. Veng, D. Magnussen, C. C. Larsen, e H. Damsgaard, “Dispersion compensating fibers”, *Optical Fiber Technology*, vol. 6, pp. 164-180, 2000.
- [4] R.H. Stolen, “Nonlinearity in fiber transmission”, *Proceedings of IEEE*, vol. 68, no. 10, pp. 1232-1236, 1980.
- [5] M. Achtenhagen, T. G. Chang, B. Nyman e A. Hardy, “Analysis of a multiple-pump Raman amplifier”, *Appl. Phys. Lett*, vol. 78, no. 10, pp. 1322 – 1324, março 2001.
- [6] M.Wandel, T. Veng, N. T. Quang Le, e L. Grüner-Nielsen, “Dispersion compensating fiber with a high figure of merit,” *Anais do Eur. Conf. Optical Communication (ECOC)*, Amsterdam, The Netherlands, pp. 52–53, Paper PD.A.1.4, 2001.
- [7] S. P. N. Cani, M. Freitas, R. T. Almeida, and L. C. Calmon, “Raman amplifier performance of dispersion compensating fibers,” *Anais do SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC03)*, Foz do Iguaçu, Brasil, pp. 553-558, 2003.
- [8] S. P. N. Cani, L. C. Calmon, C. A. De Francisco, D. H. Spadoti, B. V. Borges, and M. A. Romero, “Performance evaluation of simultaneous dispersion and Raman amplification using microstructure optical fibers,” *Anais do SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC05)*, Brasília, Brasil, pp. 546-549, 2005.
- [9] A. P. Lopez-Barbero, M. J. Pontes, M. T. M. Rocco Giraldo, S. P. N. Cani, L. C. Calmon, M. E. V. Segatto, M. A. G. Martinez, and A. A. Rieznik, "Numerical routines for the optimization of pump power and wavelength in distributed Raman amplifiers," *Fiber Integrated Optics*, vol. 25, no. 5, pp. 347-361, 2006.
- [10] Y. Kang, “Calculations and measurements of Raman gain coefficients of different fiber types”, Tese de Mestrado submetida ao Instituto Politécnico da Faculdade de Virginia, Estados Unidos da América, dezembro 2002.
- [11] Govind P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2001.

CAPÍTULO 5

Conclusões

5.1 CONCLUSÕES E CONTRIBUIÇÕES

Este trabalho descreveu todo o procedimento realizado no desenvolvimento de um modelo analítico de propagação de potências e de ganho de sinais em amplificadores Raman multi-bombeios e multi-sinais. O modelo de propagação de potências inclui a completa interação (ganho e depleção) devido ao efeito Raman entre os diversos comprimentos de onda que se propagam na mesma direção. Nos amplificadores Raman contra-propagantes, a evolução analítica das potências dos bombeios é obtida inicialmente e depois substituída em uma equação de propagação dos sinais para obter o ganho dos sinais. A equação de propagação dos sinais não inclui a interação sinal-sinal, somente a interação bombeio-sinal. Em amplificadores Raman co-propagantes os bombeios e os sinais propagam na mesma direção, neste caso o modelo analítico de propagação de potências pode ser utilizado para obter a propagação dos bombeios e dos sinais propagando juntos e interagindo entre si, e, portanto a total interação (ganho e depleção) entre todos os comprimentos de onda é computada. De acordo com o conhecimento da autora, um modelo totalmente analítico de propagação de potências de bombeios e sinais, e de ganho de sinais em amplificadores Raman multi-sinais e multi-bombeios é apresentado pela primeira vez.

No Capítulo 2 foram detalhados todos os efeitos relevantes na transmissão de sinais em amplificadores Raman. Foi destacado o efeito de espalhamento espontâneo e estimulado de Raman e como surge a interação entre a onda incidente (bombeio) e de Stokes (sinais). Foi também apresentado um modelo analítico para sistemas com somente um bombeio operando em regime de baixos sinais. Outro fator abordado foi o ruído inserido na transmissão dos sinais. Dentre as diferentes fontes de ruído, o espalhamento duplo de Rayleigh e a geração de ruído por emissão espontânea são as mais significativas e por este motivo foram destacadas. Ainda no Capítulo 2 foi apresentado um modelo de evolução de potência (regime estacionário, ou onda

contínua) para multi-sinais e multi-bombeios propagando simultaneamente em qualquer direção na fibra e interagindo entre si. Este modelo de equações acopladas é um modelo completo, pois apresenta em sua formulação todos os efeitos relevantes envolvidos na propagação de sinais e bombeios em amplificadores Raman. Este modelo completo serviu como base para o desenvolvimento de um modelo analítico de propagação e ganho em amplificadores Raman multi-sinais e multi-bombeios.

Inicialmente no Capítulo 3 foi apresentado um modelo analítico de evolução de potência dos sinais e da ASE em amplificadores com somente um bombeio contra-propagante. Os resultados das simulações mostraram que o modelo analítico para um bombeio apresenta resultados que concordam com os obtidos através da solução numérica do modelo completo dentro de uma faixa de potência de sinais e bombeios, que corresponde às potências de bombeios menores que 600 mW e potências de sinal entre -15 dBm e +5 dBm. Dentro desta faixa de potências (que é de grande interesse em comunicações ópticas) não ocorre a saturação do ganho do amplificador e tanto a amplificação do ruído de emissão espontânea como o espalhamento duplo de Rayleigh podem ser desprezados. Esta faixa, no entanto, varia de acordo com as características de projeto do amplificador tais como, comprimento do enlace, tipo de fibra, número de frequências propagantes, etc.

Baseado nestas conclusões foi apresentado neste capítulo um modelo analítico de evolução de potência de bombeios e sinais para amplificadores Raman multi-bombeios e multi-sinais com bombeios contra-propagantes e co-propagantes em um meio sem a amplificação do ruído de emissão espontânea e o espalhamento duplo de Rayleigh.

No capítulo 4 o modelo analítico desenvolvido neste trabalho foi exaustivamente testado e validado. Foram testados amplificadores Raman concentrados e distribuídos nas configurações contra-propagante e co-propagante com variadas quantidades de bombeios, sinais, potências de bombeios e sinais, tipos e comprimentos de fibra. A excelente concordância entre os resultados obtidos através dos modelos analítico e numérico e daqueles obtidos experimentalmente mostraram que o modelo analítico desenvolvido neste trabalho é uma ferramenta rápida e confiável, que pode ser seguramente utilizada para projetar amplificadores Raman multi-bombeios e multi-sinais.

5.2 SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS

O modelo analítico de propagação de potência desenvolvido neste trabalho ainda pode ser estendido para computar a total interação devido ao efeito Raman entre frequências propagantes em direções opostas. Esta seria uma alternativa a mais para se obter o ganho analítico dos sinais em amplificadores Raman contra-propagantes.

Uma análise completa do modelo proposto neste trabalho implicaria em: investigar o seu comportamento em outras fibras além daquelas utilizadas neste trabalho. Por exemplo, investigar sistemas compostos por fibras de alto ganho de Raman tais como fibras ópticas microestruturadas; e estender a investigação para outras bandas de sinal como as bandas O, S e L.

Uma outra sugestão é implementar o modelo analítico em rotinas de otimização de ganho e *ripple* em amplificadores Raman banda larga com vários bombeios.

Existem alguns trabalhos na literatura que propõem métodos para a otimização do ganho e do *ripple* em amplificadores Raman banda larga com multi-bombeios. Em [1], [2] e [3] é utilizado um processo iterativo utilizando algoritmo genético para se obter os posicionamentos e as potências dos bombeios, porém a convergência deste método também pode ser demorada. Em [4] um método alternativo utilizando as características geométricas do perfil de ganho de Raman é utilizado para obter o comprimento de onda dos bombeios, e depois é necessário um processo iterativo para obter suas respectivas potências. Outras ferramentas de otimização também são propostas em [5], [6], [7] e [8]. No entanto, utilizando o método analítico desenvolvido neste trabalho, é possível otimizar com maior rapidez o ganho e o *ripple* em amplificadores Raman multi-sinais e multi-bombeios.

Referências

- [1] V. E. Perlin e H. G. Winful, “Optimal design of flat-gain wide-band fiber Raman amplifiers”, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 2, pp. 250-254, fevereiro 2002.
- [2] X. Liu e B. Lee, “Optimal design for ultra-broad-band amplifier”, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, no. 12, pp. 3446-3455, dezembro 2003.
- [3] X. Liu e B. Lee, “Optimal design of fiber Raman amplified based on hybrid genetic algorithm”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 2, pp. 428-430, fevereiro 2004.
- [4] Z. Li, C. Lu, J. Chen e C. Zhao, “Raman amplifier design using geometry compensation technique”, *Optics Express*, vol. 12, no. 3, pp. 436-441, fevereiro 2004.
- [5] A. P. Lopez-Barbero, M. J. Pontes, M. T. M. Rocco Giraldi, S. P. N. Cani, L. C. Calmon, M. E. V. Segatto, M. A. G. Martinez, and A. A. Rieznik, “Numerical routines for the optimization of pump power and wavelength in distributed Raman amplifiers,” *Fiber Integrated Optics*, vol. 25, no. 5, pp. 347-361, 2006.
- [6] M. Muktoyuk, S. Gray, e 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, maio 2004.
- [7] J. Park, P. Kim, J. Park, H. Lee e 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, julho 2004.
- [8] J. Zhou, J. Chen, X. Li, W. Jiang, Y Wang, “A novel pump adjustments method for WDM pumped optical Raman Amplifier”, *Optics Communications*, 248, pp. 407-413, 2005.

APÊNDICE A

Estimativa do Tempo de Simulação dos Modelos Numérico e Analítico

Os modelos de equações acopladas apresentados neste trabalho foram solucionados numericamente utilizando uma ferramenta do Matlab chamada BVP (*Boundary Value Problem*) [1]. Esta ferramenta resolve equações diferenciais de propagação de potência considerando as condições de contorno fornecidas em qualquer extremidade da fibra. O método BVP retorna a solução das equações diferenciais acopladas em um conjunto de pontos igualmente distribuídos que variam de $z = 0$ até $z = L$. Onde L é o comprimento total do enlace de fibra. O número de pontos fornecidos é um dos fatores determinantes tanto na convergência do método quanto no tempo gasto na solução. Um número reduzido de pontos pode levar o método a convergir para uma solução errada. Já um número muito elevado de pontos torna a solução mais demorada, e não é garantia de um resultado mais preciso. Definir qual o número ótimo de pontos não é muito simples, uma vez que a eficiência do método também depende de outros fatores, tais como a quantidade de frequências propagantes, o nível de potência dos sinais e dos bombeios e o tipo de fibra. Baseando-se em alguns testes realizados com o BVP, adotou-se um número de pontos igual a 100 em todas as simulações deste trabalho obtidas através do método BVP. Definir 100 pontos de solução dentro de um enlace de 17.35 km de fibra DCF parece ser muito se compararmos com os mesmos 100 pontos dentro de um enlace de 100 km de fibra SMF. Porém, devido ao maior coeficiente de ganho da fibra DCF, e conseqüentemente potências mais elevadas, um número menor de pontos poderia não ser adequado.

Para se obter o ganho analítico dos sinais na saída do amplificador basta assumir $z = L$ (1 ponto somente). O ganho analítico dos sinais não depende da potência instantânea dos sinais e dos bombeios, depende somente das potências iniciais. Porém, uma vez que se deseja observar a evolução das potências ao longo do comprimento da fibra é adequado que se utilize um número razoável de pontos. Uma outra vantagem do método analítico é que a solução é muito rápida,

mesmo considerando-se a influencia de outros fatores como o aumento da quantidade de frequências propagantes, o elevado nível de potência dos bombeios e dos sinais e o tipo de fibra.

Uma estimativa do tempo gasto nas soluções numéricas utilizando o BVP, e na solução analítica é mostrado na Tabela A.1. Os tempos foram obtidos utilizando-se 100 pontos de solução em ambos os métodos, processados em um processador AMD de 2,2 GHz com 256 K de memória RAM. Vale lembrar que o método utilizado na solução numérica das equações também pode influenciar no tempo de simulação. O objetivo aqui não é justificar o tempo gasto com simulações numéricas e nem fazer uma comparação efetiva dos tempos, e sim ilustrar quantitativamente a agilidade do método analítico.

Tabela A.1. Estimativa do tempo de simulação dos modelos numérico e analítico.

Contra-propagante	3 bombeios e 1 sinal (DCF)	5 bombeios e 26 sinais (DCF)	3 bombeios e 47 sinais (TrueWave)
Tempo (s) Solução numérica com o método BVP	4,6	520	4399
Tempo (s) Solução analítica	0,89	5,4	3,11
Co-propagante	3 bombeios e 23 sinais (DCF)	5 bombeios e 26 sinais (DCF)	
Tempo (s) Solução numérica com o método BVP	529,6	711	
Tempo (s) Solução analítica	0,18	0,18	

Referências

- [1] Shampine, L.F., M.W. Reichelt, and J. Kierzenka, "Solving Boundary Value Problems for Ordinary Differential Equations in MATLAB with bvp4c", disponível em <ftp://ftp.mathworks.com/pub/doc/papers/bvp/>.