



**Universidade de
Aveiro
2011**

Departamento de Electrónica,
Telecomunicações e Informática

**Sergio Luiz Stevan
Junior**

**Estudo e Aplicação de Amplificadores Ópticos para
Suporte a Redes Banda Larga**



**Sergio Luiz Stevan
Junior**

**Estudo e Aplicação de Amplificadores Ópticos para
Suporte a Redes Banda Larga**

Tese apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Doutor em Engenharia Electrotécnica, realizada sob a orientação científica do Doutor António Luís Jesus Teixeira, Professor associado do Departamento de Electrónica, Telecomunicações e Informática da Universidade de Aveiro e co-orientação do Professor associado da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Apoio financeiro Program Alban –
European Union Programme of High
Level Scholarships for Latin America,
nº E03D03894BR

Apoio financeiro da FCT e do FSE no
âmbito do III Quadro Comunitário de
Apoio.
SFRH/BD/29315/2006

o júri

presidente

Prof. Doutor Fernando Manuel dos Santos Ramos
Professor Catedrático da Universidade de Aveiro

Prof. Doutor Hypolito José Kalinowski
Professor Associado com Agregação da Universidade Tecnológica Federal do Paraná – Curitiba/PR - Brasil

Doutora Natasa Pavlovic
Investigadora Senior da Nokia Siemens Networks

Prof. Doutor António Luís Jesus Teixeira
Professor Associado da Universidade de Aveiro

Prof. Doutor Mário José Neves de Lima
Professor Auxiliar da Universidade de Aveiro

Prof. Doutor Alexandre de Almeida Prado Pohl
Professor Associado da Universidade Tecnológica Federal do Paraná – Curitiba/PR - Brasil

Dedico este trabalho à minha esposa e filhos pelo incansável e incondicional apoio, companheirismo, compreensão, amizade e amor, mesmo que em algumas vezes sob condições desfavoráveis. Sem eles, hoje, muito pouco teria sentido em minha vida.

agradecimentos

A história deste doutoramento inciou-se ainda no Brasil, quando tive a oportunidade de vislumbrar uma bolsa de estudos e obtive o apoio e auxílio na candidatura do Prof. Alexandre A. P. Pohl (UTFPr) a quem refiro os meus agradecimentos iniciais.

De maneira especial, agradeço ao Prof. António Luís Jesus Teixeira (UA), meu orientador em Aveiro, quem abraçou a causa na candidatura do doutoramento e suportou esta causa durante todo o período de trabalhos, com uma colaboração especial, principalmente nesta fase final.

Também dirijo meus agradecimentos aos outros professores, funcionários e colegas de trabalho, que dividiram espaço e tempo, dentro do Instituto de Telecomunicações (IT) de Aveiro e também nos departamentos de electrónica, telecomunicações e informática (DETI) e também de física (DF), da Universidade de Aveiro.

Agradeço também ao Programa Alban, pelo apoio financeiro da bolsa de estudos nos 3 primeiros anos de doutoramento; e à FCT - Fundação de Ciência e Tecnologia pelo apoio financeiro com a bolsa concedida nos dois anos seguintes, as quais possibilitaram a realização dos trabalhos de doutoramento em Portugal.

Não tenho como deixar de fazer uma menção especial ao colega de trabalho, e verdadeiro amigo, Francisco Couto, com quem dividi inicialmente trabalho dentro do IT durante os primeiros meses de doutoramento e que cultivamos depois uma amizade para sempre. Foi sem dúvida, um dos grandes nomes que ajudaram a mim e a minha família a conviver e nos sentirmos bem durante tanto tempo longe de casa.

Como um doutoramento não se refere apenas a teorias, mas também a troca de culturas e convívios, também agradeço aos “Tio” Armindo Alves, “Tia” Conceição e filhas, que não se limitaram a ser nossos senhorios, mas essencialmente nossos amigos, com quem eu, esposa e filha, dividimos muitos, bons e concretos momentos que já causam muita saudade.

Nos momentos difíceis, não posso deixar de agradecer aos familiares (pais, sogros, irmã e cunhados) que mesmo a distância, colaboraram para manter os problemas e adversidades minimamente controlados.

Por fim, e mais importante, faço a questão de não apenas dedicar mas também agradecer àqueles que realmente sempre estiveram ao meu lado: sobretudo à minha esposa **Maria Lúcia**, à minha filha **Aléxia** e, mais recentemente, ao meu filho **Arthur**; pelo incondicional apoio, compreensão, carinho, atenção e amor, sem os quais, não teria entrado nesta empreitada, e muito menos tido forças para terminá-la. Amo-vos, incondicionalmente!

palavras-chave

Amplificadores Ópticos, EDFA, SOA, Raman, Espalhamento de Rayleigh, porta lógica óptica, latch.

resumo

Esta tese tem como foco principal a análise dos principais tipos de amplificação óptica e algumas de suas aplicações em sistemas de comunicação óptica. Para cada uma das tecnologias abordadas, procurou-se definir o estado da arte bem como identificar as oportunidades de desenvolvimento científico relacionadas. Os amplificadores para os quais foi dirigida alguma atenção neste documento foram os amplificadores em fibra dopada com Érbio (EDFA), os amplificadores a semiconductor (SOA) e os amplificadores de Raman (RA).

Este trabalho iniciou-se com o estudo e análise dos EDFA's. Dado o interesse científico e económico que estes amplificadores têm merecido, apenas poucos nichos de investigação estão ainda em aberto. Dentro destes, focá-mo-nos na análise de diferentes perfis de fibra óptica dopada de forma a conseguir uma optimização do desempenho dessas fibras como sistemas de amplificação. Considerando a fase anterior do trabalho como uma base de modelização para sistemas de amplificação com base em fibra e dopantes, evoluiu-se para amplificadores dopados mas em guias de onda (EDWA). Este tipo de amplificador tenta reduzir o volume físico destes dispositivos, mantendo as suas características principais. Para se ter uma forma de comparação de desempenho deste tipo de amplificador com os amplificadores em fibra, foram desenvolvidos modelos de caixa preta (BBM) e os seus parâmetros afinados por forma a termos uma boa modelização e posterior uso deste tipo de amplificadores em setups de simulação mais complexos.

Depois de modelizados e compreendidos os processo em amplificadores dopados, e com vista a adquirir uma visão global comparativa, foi imperativo passar pelo estudo dos processos de amplificação paramétrica de Raman. Esse tipo de amplificação, sendo inerente, ocorre em todas as bandas de propagação em fibra e é bastante flexível. Estes amplificadores foram inicialmente modelizados, e algumas de suas aplicações em redes passivas de acesso foram estudadas. Em especial uma série de requisitos, como por exemplo, a gama de comprimentos de onda sobre os quais existem amplificação e os altos débitos de perdas de inserção, nos levaram à investigação de um processo de amplificação que se ajustasse a eles, especialmente para buscar maiores capacidades de amplificação (nomeadamente longos alcances – superiores a 100 km – e altas razões de divisão – 1:512).

Outro processo investigado foi a possibilidade de flexibilização dos parâmetros de comprimento de onda de ganho sem ter que mudar as características da bomba e se possível, mantendo toda a referenciação no transmissor.

Este processo baseou-se na técnica de clamping de ganho já bastante estudada, mas com algumas modificações importantes, nomeadamente a nível do esquema (reflexão apenas num dos extremos) e da modelização do processo.

O processo resultante foi inovador pelo recurso a espalhamentos de Rayleigh e Raman e o uso de um reflector de apenas um dos lados para obtenção de laser. Este processo foi modelizado através das equações de propagação e optimizado, tendo sido demonstrado experimentalmente e validado para diferentes tipos de fibras.

Nesta linha, e dada a versatilidade do modelo desenvolvido, foi apresentada uma aplicação mais avançada para este tipo de amplificadores. Fazendo uso da sua resposta ultra rápida, foi proposto e analisado um regenerador 2R e analisada por simulação a sua gama de aplicação tendo em vista a sua aplicação sistémica.

A parte final deste trabalho concentrou-se nos amplificadores a semiconductor (SOA). Para este tipo de amplificador, os esforços foram postos mais a nível de aplicação do que a nível de sua modelização. As aplicações principais para estes amplificadores foram baseadas em *clamping* óptico do ganho, visando a combinação de funções lógicas essenciais para a concepção de um *latch* óptico com base em componentes discretos. Assim, com base num chip de ganho, foi obtido uma porta lógica NOT, a qual foi caracterizada e demonstrada experimentalmente. Esta foi ainda introduzida num esquema de *latching* de forma a produzir um bi-estável totalmente óptico, o qual também foi demonstrado e caracterizado.

Este trabalho é finalizado com uma conclusão geral relatando os subsistemas de amplificação e suas aplicações.

keywords

Optical Amplifiers, EDFA, SOA, Raman, Rayleigh Backscattering, optical gate, NOT logical gate, optical latch.

abstract

This thesis focuses on the analysis of the most common types of optic amplification subsystems and some of its applications in the field of optical communications. For each of the analyzed technologies, the state of the art was defined with the aim of identifying the related opportunities for scientific development. In this document we have directed our attention to amplifiers in Erbium doped fiber amplifiers (EDFA), semiconductor optical amplifiers (SOA) and the Raman amplifiers (RA). The first target, among the above mentioned choices was the study and analysis of the EDFAs. Given the scientific and economic interest that these amplifiers have deserved during the last two decades, only some research niches are still open. Within these, our analysis was directed to the different doped optical fiber profiles, aiming at obtaining an optimization of the performance as core of this type of amplification systems. Proceeding from this study, the modeling waveguides doped with erbium (EDWA) was also pursued. This type of amplifier aims at reducing the physical volume, however keeping the main characteristics EDF based characteristics (high gain, low noise, etc). The method used for achieving performance characterization on comparison was the black box models (BBM). These model parameters were optimized to obtain a good fitting to the existing samples and allowing its usage in more complex setups. Following, the processes of parametric Raman amplification was studied. This type of amplification, being inherent to fiber (under certain conditions), occurs in any wavelength and is flexible enough to allow overlap by multiple pumping. These amplifiers had been modeled, and some of their applications in passive access optical networks had been developed and presented. Specific and highly demanding requirements were put in the designed amplification system in order to allow exploitation of the most of the capabilities of the amplification system (namely long reach, up to 100 km, and high splitting ratio 1:512). The single sided clamping was modeled and the results of an optimized solution presented and validated by means of experiments. The innovation introduced was the usage of the Rayleigh and double Rayleigh backscattering, when above lasing thresholds, controlled by a single ended reflector in order to produce gain shifting, and allowing ultra high bandwidth. This process was modeled, validated and optimized for several fiber types. With the attained model it was possible to derive several other applications. E.g. due to the ultra fast response of the Raman process, was considered and studied a 2R regenerator based on Raman assisted amplification.

The final study devoted efforts to semiconductor optical amplifiers (SOA). For this type of amplifier, the focus was driven to the applications either than deep modeling. The studied applications, in this case were on gain clamped devices, targeting the all-optical essential logical functions (e.g. NOT) for the development of an optical latch based on *off-the-Shelf* components. Thus, based on a gain chip, a logic NOT gate was obtained, and characterized experimentally. This logic gate was introduced in a scheme of a latch in order to produce an all optical bi-stable, also demonstrated and characterized.

This work is finalized with general conclusions relating amplification subsystems and their applications.

Índice Geral

Índice de Figuras	3
Índice de Tabelas	9
Índice de abreviaturas	10
1. Introdução	12
1.1. Amplificação óptica	12
1.2. Objectivos e estrutura da tese	16
1.3. Contribuições	17
1.4. Referências Bibliográficas	18
2. Amplificadores em Fibra Dopada	23
2.1 Princípio de operação e configurações	24
2.2 Modelização de um EDFA	28
2.3 Análise do impacto do perfil da fibra dopada no perfil de ganho	30
2.4 Modelização do ganho e figura de ruído em EDFA's pelo método da caixa preta (BBM)	37
2.5 Modelização do ganho e da figura de ruído em EDWA's pelo método da caixa preta (BBM)	44
2.6 Conclusões do capítulo	50
2.7 Referências Bibliográficas	51
3. Amplificação de Raman - Modelização	54
3.1. Teoria de Amplificação de Raman	54
3.2. Formulação matemática – caso de sinais ópticos contínuos	59
3.3. Formulação matemática – Análise de campos	62
3.4. Formulação matemática – Amplificação de Raman auto bombeada utilizando espalhamento de Rayleigh	68
3.4.1. Aproximação analítica	70
3.5. Largura de Banda de Transferência de Potência entre Bomba e Sinal em Amplificação de Raman.	73
3.6. Conclusões	79
3.7. Referências Bibliográficas	81
4. Amplificação de Raman – Aplicações	84
4.1. Optimização de uma rede de acesso – estudo de caso	84
4.1.1. Modulação do sinal	86
4.1.2. Arquitectura de amplificação	86
4.1.2.1. Amplificação com uma bomba co-propagante	87
4.1.2.2. Amplificação com duas bombas co-propagantes	89
4.1.3. Capacidade do sistema	92
4.1.3.1. Limitação de distância do sistema	92
4.1.3.2. Limitação do ritmo agregado	93
4.1.4. Número de clientes	94
4.2. Amplificação de Raman auto bombeada utilizando o espalhamento de Rayleigh	100
4.3. Regeneração 2R com Amplificação de Raman.	105
4.4. Conclusões	112
4.5. Referências Bibliográficas	114
5. Amplificadores a Semicondutor	115
5.1. Modelização da propagação em um SOA	118

5.2.	Aplicações demonstradas	120
5.2.1.	Porta lógica Inversão (<i>NOT optical gate</i>)	123
5.2.1.1.	Dispositivo activos utilizados	124
5.2.1.2.	Redes de Bragg	124
5.2.1.3.	Acoplamento da luz (alinhamento das fibras e SOA)	126
5.2.1.4.	<i>Gain Clamped</i> -SOA (GC-SOA)	128
5.2.1.5.	Resultados experimentais	129
5.2.2.	<i>Latch</i> óptico	136
5.3.	Conclusões	143
5.4.	Referências Bibliográficas	144
6.	Conclusões	149
7.	Trabalhos futuros	151
Anexo 1 - Métodos empíricos para melhorar o acoplamento da luz entre fibras ópticas e um SOA		152
A1.	Técnicas de optimização da cavidade ressonante	152
A1.1.	Gravação de várias redes e identificação dos melhores pares	152
A1.2.	Obtenção de duas redes através de um único processo de gravação:	154
A2.	Técnicas de optimização do acoplamento entre fibra e SOA	155
Anexo 2 - Produção Bibliográfica relacionada com esta tese		158

Índice de Figuras

Figura 1.1 – Curva de atenuação de uma fibra SMF	12
Figura 1.2 – Diferentes configurações de amplificação com amplificadores ópticos	13
Figura 2.1 – Níveis de energia de um ião de Érbio	25
Figura 2.2 – Configurações de bombeio (acoplado) em EDFAs	26
Figura 2.3 – Coeficiente de ganho do EDFA para diferentes inversões de população	27
Figura 2.4 – Modelo incremental para uma fibra dopada com comprimento L [2.31].	29
Figura 2.5 – Tipos de perfis de índices de refração utilizados na simulação para optimização.	32
Figura 2.6 – Ganho e Figura de ruído em função do comprimento da fibra dopada, para os diferentes perfis de índice de refração considerados, considerando o mesmo raio do núcleo.	33
Figura 2.7 – Relação entre Potências de ASE ⁺ e ASE ⁻ e comprimento da fibra dopada, para os diferentes perfis de índice de refração considerados, com raios de núcleo iguais.	34
Figura 2.8 – Relação entre ganho e potência de sinal de entrada, para os diferentes perfis de índice de refração considerados, com raios de núcleo iguais.	35
Figura 2.9 – Relação entre ganho e figura de ruído em função da potência de sinal de entrada, utilizando fibras com área efectiva iguais.	36
Figura 2.10 – Relação entre Potências de ASE ⁺ e ASE ⁻ e comprimento da fibra dopada, para os diferentes perfis de índice de refração considerados, com áreas efectivas equivalentes.	36
Figura 2.11 – Relação entre ganho e potência de sinal de entrada, para os diferentes perfis de índice de refração considerados, com áreas efectivas equivalentes (aberturas numéricas iguais).	37
Figura 2.12 – Configuração básica para a caracterização de um amplificador	39
Figura 2.13 - Ganho em função da potência de entrada para um sinal em 1590 nm (dados obtidos para alguns comprimentos de onda e curva obtida por aproximação não linear).	39
Figura 2.14 - Parâmetros G_o (a), P_{max} (b) e a (c) da equação do Ganho do EDFA em função do comprimento de onda (dados obtidos para alguns comprimentos de onda e curva obtida por aproximação não linear) para um EDFA banda L.	40

Figura 2.15 – Ganho de um EDFA em função da potência de entrada e do comprimento de onda do sinal Amplificado.	41
Figura 2.16 – Figura de ruído do EDFA para 1590 nm (dados obtidos para alguns comprimentos de onda e curva obtida por aproximação não linear).	42
Figura 2.17 – Parâmetros N_0 (a), K_1 e (b) K_2 (c) da figura de ruído do EDFA em função do comprimento de onda (dados obtidos para alguns comprimentos de onda e curva obtida por aproximação não linear), para um EDFA banda L	43
Figura 2.18 – Figura de Ruído (NF) de um EDFA (na banda L) em função da variação do ganho e da potência de entrada, para uma corrente de bomba de 220 mA.	44
Figura 2.19 – Ganho e Figura de ruído de um EDWA para 1550 nm (quadrados e círculos indicam os dados colectados experimentalmente para alguns pontos e as curvas pontilhadas são obtidas por aproximações não lineares).	46
Figura 2.20 - Parâmetros G_0 (a), P_{max} (b) e α (c) da equação do Ganho do EDFA em função do comprimento de onda (dados obtidos para alguns comprimentos de onda e curva obtida por aproximação não linear) para um EDWA banda C	47
Figura 2.21 - a) Figura de ruído (N_0) para pequenos sinais; b) Parâmetro K_1 ; c) Parâmetro K_2 (dados obtidos para alguns comprimentos de onda e curva obtida por aproximação não linear), para um EDWA banda C.	48
Figura 2.22 - Ganho de um EDWA (na banda C) para uma corrente de 250 mA	49
Figura 2.23 - Figura de ruído de um EDWA (na banda C) para uma corrente de 250 mA	49
Figura 3.1 - Níveis de energia no efeito de Raman	55
Figura 3.2 - Espectro de emissão de Ganho de Raman normalizado para uma fibra de sílica [3.9].	55
Figura 3.3 - Coeficiente de Ganho de Raman medido para fibras SMF, DSF e DCF.	56
Figura 3.4 - Amplificação concentrada e distribuída	57
Figura 3.5 - Configurações de bombas na amplificação de Raman. a) co-propagante, b) contra-propagante, e c) bi-direccional.	58
Figura 3.6 - Diagrama representativo da influência dos efeitos não-lineares (exemplificado para a propagação de 3 campos electromagnéticos).	68
Figura 3.7 – Em (a) a propagação de um sinal em um trecho de fibra é representada juntamente com os múltiplos espalhamentos de Rayleigh Simples (SRB) e duplo (DRB); e, em (b) são representados	

os efeitos de atenuação e ganho (GL) e também reflexões em cada uma das fatias de comprimento 'dz' da fibra da fibra.	71
Figura 4.1 - Rede de Acesso com amplificação de Raman de uma bomba	87
Figura 4.2 - Factor Q em função do comprimento da fibra SMF para a primeira arquitectura considerada (uma bomba de Raman).	88
Figura 4.3 - Factor Q vs Comprimento de fibra SMF para uma potência de laser de bombeio de 1.1 W.	89
Figura 4.4 - Rede de acesso com amplificação de Raman com duas bombas.	89
Figura 4.5 - Rede de acesso com amplificação de Raman com duas bombas e com dois módulos de DCF.	90
Figura 4.6 - Factor Q em função da P_{p2} , com $P_{p1} = 0.5W$ e fibras: $DCF_{pre} = 2$ km, SMF = 100 km e $DCF_{pos} = 8$ km.	91
Figura 4.7 - Factor Q em função do comprimento da fibra DCF_{pos} , com $DCF_{pre} = 2$ km e SMF = 100 km, para $P_{p1} = 0.5$ W e $P_{p2} = 0.9$ W	91
Figura 4.8 - Diagramas de olho para o sistema bidireccional optimizado. (a) no receptor do cliente, (b) no receptor do provedor	92
Figura 4.9 - Factor Q em função do comprimento de SMF. $DCF_{pre} = 2$ km, $DCF_{pos} = 8$ km; $P_{p1} = 0.5$ W; $P_{p2} = 0.9$ W; $P_{sD} = 0.7$ mW; e $P_{sU} = 1.2$ mW	93
Figura 4.10 - Factor Q para os canais P_{sD} (Descida) e P_{sU} (subida) em função da adição de canais laterais de descida.	94
Figura 4.11 - Factor Q para os canais P_{sD} (Descida) e P_{sU} (subida) em função da adição de canais laterais de subida, com 2 canais de descida.	94
Figura 4.12 - Factor Q vs Perdas de inserção do divisor, considerando-se: SMF = 100 km, $DCF_{pre} = 2$ km, $DCF_{pos} = 8$ km, $P_{p1} = 0.5$ W e $P_{p2} = 0.9$ W	96
Figura 4.13 - Factor Q em função do comprimento da fibra SMF, considerando 3 valores diferentes para a atenuação devido ao divisor. Sinal de subida: curvas contínuas. Sinal de descida: curvas pontilhadas.	97
Figura 4.14 - Perdas de inserção do divisor vs comprimento da fibra SMF, para: DCF_{pre} (2 km), DCF_{pos} (8 km), P_{p1} (0.5 W), P_{p2} (0.9 W), P_{sD} (0.7 mW) e P_{sU} (1.2 mW).	98
Figura 4.15 - Número de clients em função do comprimento da fibra SMF para, para: DCF_{pre} (2 km), DCF_{pos} (8 km), P_{p1} (0.5 W), P_{p2} (0.9 W), P_{sD} (0.7 mW) e P_{sU} (1.2 mW).	98
Figura 4.16 - Factor Q em função do comprimento da fibra SMF. Curvas com quadrados: sistema com parâmetros optimizados para	

detecção normal ($Q>7$); e curvas com triângulos: codificação Super-FEC ($Q>3$).	99
Figura 4.17 - Esquemático utilizado para obtenção do laser com amplificação de Raman. WDM coupler: acoplador de banda; Att: atenuador; OSA: Analisador de Espectros ópticos; FBG: redes de Bragg	100
Figura 4.18 - Espectro de reflectividade das redes de Bragg.	101
Figura 4.19 - Espectros para uma DCF de 14 km. a) ASE (Potencia de bomba = 0.3 W); b) Efeito de laser espontâneo para bomba de 0.6 W; c) laser FBG-DRB na banda C e consequente perfil de ganho nas bandas L e U, para bomba de 1.2 W.	102
Figura 4.20. - Evolução das potências de pico do laser de bomba e dos lasers a fibra gerados em função da potência de bomba acoplada para diferentes tipos de fibra.	103
Figura 4.21 - a) Densidade espectral de potência óptica para uma fibra DCF (14 km) da banda E até a U; b) Potência de limiar de efeito de laser em 1520 nm.	104
Figura 4.22 - Controle do perfil de ganho na banda L+U através do controle térmico do comprimento de onda das FBG.	104
Figura 4.23 - Ganho (esquerda) e figura de ruído (direita) nas bandas C e L+U, para diferentes potências da bomba de Raman na banda E.	105
Figura 4.24 - Diagrama de um regenerador 2R com amplificação de Raman.	106
Figura 4.25 - Função de transferência desejada para o amplificador electrónico do regenerador 2R.	106
Figura 4.26 - Sinal de amostragem com amplitudes não uniformes, ganho (com característica de ganho inversa ao sinal) e sinal amplificado equalizado previsto para o regenerador com Raman.	107
Figura 4.27 - Relação de frequência de corte de transferência de ruído e as diferenças de comprimento de onda de sinal, bomba e dispersão zero da fibra.	109
Figura 4.28 – Mapa de distribuição dos parâmetros do sistema que permitem larguras de banda de 10 GHz em função dos comprimentos de onda envolvidos.	110
Figura 4.29 - Evolução do ganho em função dos comprimentos de onda envolvidos, considerando um comprimento de fibra óptica de 2.8 km e uma potência de bomba de 2.9 W.	110
Figura 4.30 - RIN em função da frequência, para uma fibra HNLFF de 2.8 km, $P_{p0}=2.9\text{ W}$, $\Delta l = (l_s - l_p) = 20\text{ nm}$ e $(l_{medio} - l_0) = 10\text{ nm}$	111
Figura 4.31 - Relação entre o comprimento de fibra mínimo e a potência de bomba mínima para $F_c > 10\text{ GHz}$	112

Figura 5.1 – Estrutura física de um SOA nas estruturas mais simples.	116
Figura 5.2 – Espectro de ganho hipotético para: (a) um SOA; (b) um GC-SOA ; (c) um GC-SOA, onde a potência do sinal de entrada é muito alta; e (d) um GC-SOA, onde o sinal de entrada tem baixa potência.	121
Figura 5.3 – Comparativo entre curvas de ganho e curvas de Potências	122
Figura 5.4 – Representação de uma porta lógica: (a) circuito electrónico (transistor); (b) relação entre corrente (controlo) de base e corrente de colectador (conduz/não conduz); (c) diagrama e uma porta óptica; (d) relação entre a potência do laser externo (controlo) e a potência do laser interno ("on/off").	123
Figura 5.5 – Espectro de reflexão de uma FBG e os espectros de laser com a) 4 modos laterais gerados por uma cavidade ressonante formado por duas FBG quase idênticas, e b) com ausência dos modos laterais.	126
Figura 5.6 – (a) Conjunto de 3 nanoposicionadores alinhando lateralmente as fibras ópticas (com FBGs) com um dispositivo activo entre elas, sendo o SAF1126 (c), ou o BOA1007 (d). Em (b) temos uma perspectiva frontal do alinhamento das fibras	127
Figura 5.7 – (a) Setup do amplificador (SAF1126) com ganho grampeado; (b) Diagrama do setup mencionado.	128
Figura 5.8 – Espectros de saída das potências dos lasers interno e externo (sinal)	129
Figura 5.9 – Potências de pico do sinal externo em 1551,89 nm (linha pontilhada) e interno em 1544,33 nm (linha cheia) em função da variação da potência de entrada do laser externo.	130
Figura 5.10 – Espectros de perdas de inserção do novo par de FBG.	131
Figura 5.11 – Influência da potência do laser externo no laser interno – para uma chave óptica utilizando um BOA1007 alimentado com 300 mA.	131
Figura 5.12 – Espectros de do laser interno formado pela cavidade ressonante para diferentes valores de corrente de alimentação do SOA; e (b) para corrente de 200 mA e de 300 mA.	133
Figura 5.13 – Histogramas do laser obtido pela cavidade ressonante para uma corrente de 225 mA (à esquerda) e 0 mA (a direita).	133
Figura 5.14 – Diagrama de um laser externo (λ_3) modulado por um <i>Mach-Zehnder</i> (MZ) que é amplificado para ser acoplado no GC-SOA.	134
Figura 5.15 – Resposta da porta lógica óptica para um sinal modulado a 311 MHz.	134
Figura 5.16 – Resposta da porta lógica óptica para um sinal modulado a 1.244 GHz.	135

Figura 5.17 – Resposta da porta lógica óptica para um sinal modulado a 5.33 GHz.	135
Figura 5.18 – Diagrama esquemático de um <i>latch</i> óptico.	136
Figura 5.19 – Diagrama de estados do <i>latch</i> óptico	137
Figura 5.20 – Laser em anel de fibra óptica, utilizando um SOA e um filtro óptico passa-banda fixo.	138
Figura 5.21 – Influência da potência do laser externo no laser interno – para uma chave óptica com anel.	138
Figura 5.22 – Espectro do laser em anel; e histograma do mesmo laser.	139
Figura 5.23 – Laser em anel utilizando um FBG como reflector de comprimento de onda.	139
Figura 5.24 – Diagrama esquemático do <i>latch</i> óptico	140
Figura 5.25 – Diagrama esquemático do <i>latch</i> óptico concebido, com amplificadores intermédios	140
Figura 5.26 – Espectros do comportamento do <i>latch</i> quando o laser gerado no GC-SOA controla o laser em anel, com sinal de controlo λ_3 em baixa potência, e o laser λ_1 'on' e λ_2 'off'	141
Figura 5.27 – Espectros do comportamento do <i>latch</i> quando o laser gerado no GC-SOA é controlado pelo laser em anel, com sinal de controlo λ_3 em alta potência, e o laser λ_1 'off' e λ_2 'on'	142
Figura 5.28 – Espectros do comportamento do <i>latch</i> quando o laser gerado no GC-SOA é controlado pelo laser em anel, com o laser λ_1 'off' e λ_2 'on', mesmo com a ausência do laser externo.	142
Figura A1.1 – Espectro de 4 redes de Bragg, gravadas com a mesma máscara de fase, em busca do par idêntico.	153
Figura A1.2 – (a) espectro de um par de redes de Bragg, ligeiramente deslocadas; (b), efeito de laser, no comprimento e onda coincidente das redes, as quais forma uma cavidade ressonante de largura estreita.	154
Figura A1.3 – Espectros de uma rede de Bragg longa, seccionada a meio.	155
Figura A1.4 – Imagens de uma fibra óptica (visão do eixo x e do eixo y). À direita, uma fibra bem clivada e limpa, e à esquerda, a fibra após um arco eléctrico com potência e duração controlados.	155
Figura A1.5 – Espectros de transmissão de um laser utilizando a fibra apenas clivada (curva mais clara) e com a fibra deformada pelo arco eléctrico - formação da lente(curva mais escura).	156
Figura A1.6 – Análise gráfica do processo empírico de confecção de uma lente na extremidade da fibra óptica.	157

Índice de Tabelas

Tabela 2.1 - Parâmetros de simulação de fibra óptica	33
Tabela 2.2 - Comparativo de figuras de mérito entre amplificadores EDFA, EDWA e SOA.	45
Tabela 3.1 – Comparativo entre as configurações de bomba.	59
Tabela 4.1 - Perdas de inserção de divisores comerciais	85
Tabela 4.2 - Parâmetros de divisores comerciais	95
Tabela 4. 4 – Parâmetros das fibras utilizadas (DCF, DSF, NZD)	100
Tabela 4.5 – Relação entre potência mínima de bomba e o comprimento mínimo da fibra.	112
Tabela 5.1 - Aplicações dos efeitos não lineares em Amplificadores ópticos semicondutores [10]	117
Tabela 5.2 - Comportamento esperado do <i>latch</i> óptico	137

Índice de abreviaturas

ASE –	<i>"Amplified Spontaneous Emission"</i> – Emissão Espontânea Amplificada
BBM –	<i>"Black Box Model"</i> – Modelo caixa-preta
BER –	<i>"Bit Error Rate"</i> – Taxa de Erro de Bit
CWDM –	<i>"Course Wavelength division Multiplexing"</i> – Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda
DCF –	<i>"Dispersion Compensation Fiber"</i> – Fibra de Compensação de Dispersão
DRA –	<i>"Distributed Raman Amplifier"</i> – Amplificador de Raman Distribuído
DRB –	<i>"Double Rayleigh Backscattering"</i> – Espalhamento de Rayleigh Duplo
DSF –	<i>"Dispersion Shifted Fiber"</i> – Fibra de Dispersão Deslocada
EDFA –	<i>"Erbium Doped Fiber Amplifier"</i> – Amplificador a fibra Dopada com Érbio
EDWA –	<i>"Erbium Doped Waveguide Amplifier"</i> – Amplificador a Guia de Onda Dopado com Érbio
FBG –	<i>"Fiber Bragg Grating"</i> – Rede de Bragg
FBR-DRB –	<i>"Fiber Bragg Grating – Double Rayleigh Backscattering"</i> – Cavidade ressonante composta por um FBG e o espalhamento de Rayleigh duplo.
FEC –	<i>"Forward Error Code"</i> – Código de correcção de erro
FWM –	<i>"Four Wave Mixing"</i> – Mistura de Quatro Ondas
GAC –	<i>"Gain Automatic Control"</i> - Controle Automático de Ganho
GC-SOA –	<i>"Gain Clamped - Semiconductor Optical Amplifier"</i> - Amplificador Óptico a Semicondutor com Ganho Grampeado
GVD –	<i>"Group-Velocity Dispersion"</i> - Dispersão de Velocidade de Grupo
ITU –	<i>"International Telecommunication Union"</i> – União Internacional de Telecomunicações
ITU-T –	<i>"Telecommunication Standardization Sector of International Telecommunication Union"</i> – Setor de padronização internacional ITU.
MZ –	<i>"Mach-Zehnder"</i> – Modulador Mach-Zehnder
NA –	<i>"Numerical Aperture"</i> – Abertura Numérica
NF –	<i>"Noise Figure"</i> – Figura de Ruído
NRZ –	<i>"Non-Return to Zero"</i> – Modulação de Não Retorno ao Zero
OSA –	<i>"Optical Spectrum Analyzer"</i> – Analisador de Espectros Ópticos

OSNR –	<i>"Optical Signal-Noise Ratio"</i> – Relação Sinal-Ruído Óptico
PrDFA –	<i>"Praseodymium Doped Fiber Amplifier"</i> – Amplificador a Fibra Dopada com Praseodímio
RIN –	<i>"Relative Intensity Noise"</i> – Ruído de Intensidade Relativa
RZ –	<i>"Return to Zero"</i> – Modulação de Retorno ao Zero
SMF –	<i>"Single Mode Fiber"</i> - Fibra Monomodo
SOA –	<i>"Semiconductor Optical Amplifier"</i> – Amplificador Óptico a Semicondutor
SRB –	<i>"Simple Rayleigh Backscattering"</i> – Espalhamento de Rayleigh Simples
SRS –	<i>"Stimulated Raman Scattering"</i> – Espalhamento Estimulado de Raman
SSPM –	<i>"Split-Step Fourier Method"</i> – Método da Divisão por Passos de Fourier
TDFA –	<i>"Thulium Doped Fiber Amplifier"</i> – Amplificador a fibra Dopada com Túlio
VOA –	<i>"Variable Optical Attenuator"</i> – Atenuador Óptico Variável
WDM –	<i>"Wavelength Division Multiplexing"</i> – Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda
XGM –	<i>"Cross Gain Modulation"</i> – Modulação Cruzada de Ganho
XPM –	<i>"Cross Phase Modulation"</i> – Modulação Cruzada de Fase

1. Introdução

1.1. Amplificação óptica

O aumento contínuo da procura de serviços de telecomunicações com largura de banda cada vez maior tem favorecido o constante aprimoramento dos dispositivos instalados e o desenvolvimento de novas tecnologias que promovam o aumento do ritmo de transmissão e o aumento das distâncias cobertas.

No caso das redes de acesso, as perdas de inserção devido ao elevado número de divisores de potência é um dos principais limitadores do alcance destas redes. Entre todos os componentes instalados na rede (amplificadores, fibras, divisores de potência, lasers, receptores, etc.), em especial, os amplificadores ópticos são certamente foco de grande interesse no estudo de projectos de redes para reduzir a influência destes dispositivos.

Considerando o que foi dito, a identificação dos amplificadores ópticos e suas bandas de actuação é o primeiro passo para a proposta de uma rede óptica. A Figura 1.1 apresenta o espectro de atenuação de uma fibra SMF comum em função dos comprimentos de onda entre 1300 nm e 1700 nm [1.1]. Nela, são indicadas as regiões de actuação de diversos tipos de amplificadores ópticos. Entre eles, destacam-se os amplificadores desenvolvidos para operar na banda C, onde a fibra apresenta as menores perdas de transmissão nas fibras SMF (*ITU-T 652 Fiber*).

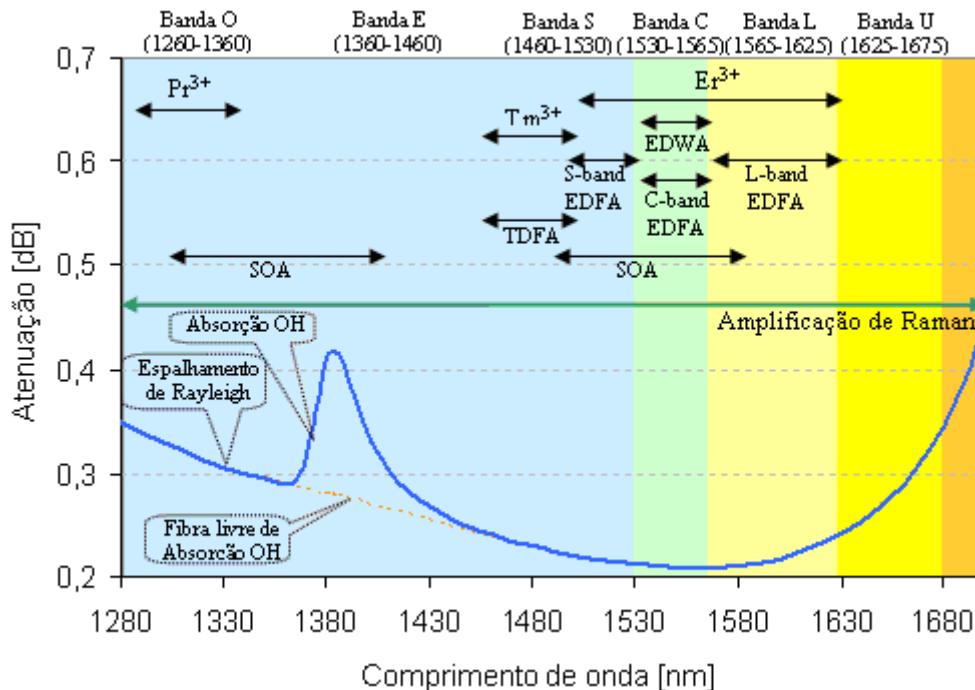


Figura 1.1 – Curva de atenuação de uma fibra SMF

Os amplificadores ópticos podem ser divididos em três grupos, considerando a sua aplicação para transmissão: amplificadores de potência, amplificadores de linha e pré-amplificadores [1.2]. Estes são distribuídos numa rede óptica conforme indicado e estão exemplificados como commumente aplicados, na ilustração da Figura 1.2.

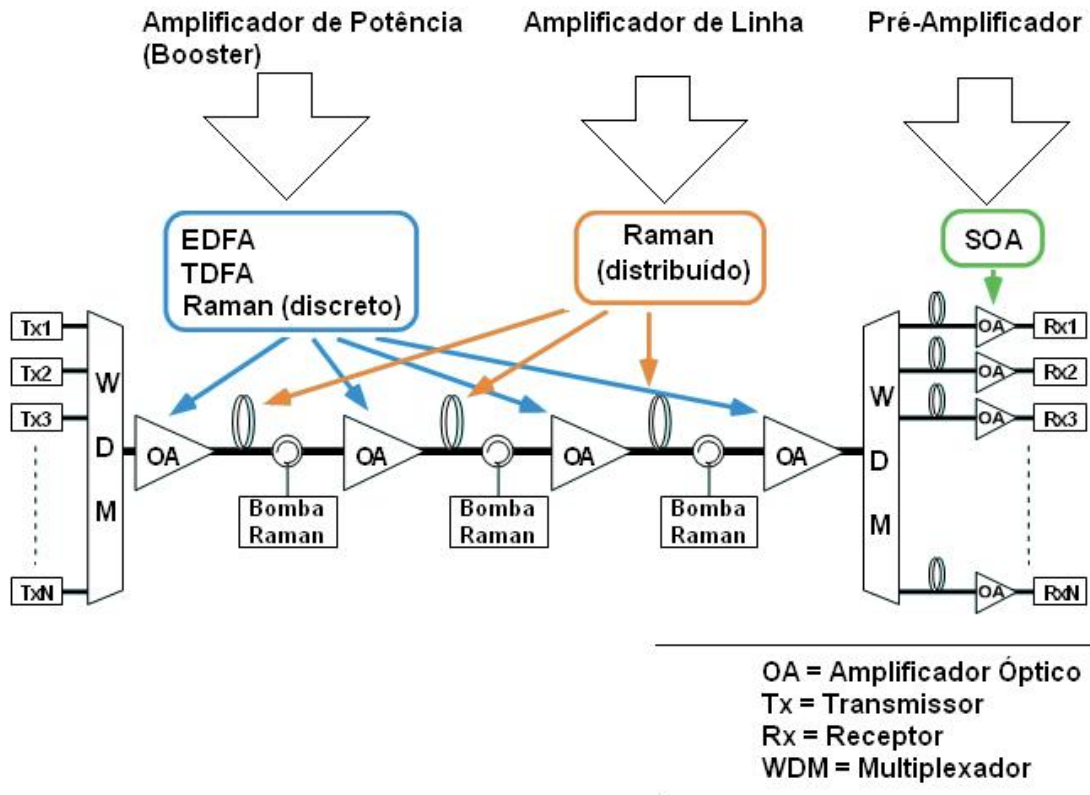


Figura 1.2 – Diferentes configurações de amplificação com amplificadores ópticos

Os amplificadores de potência são utilizados directamente na saída dos transmissores e têm como principal objectivo aumentarem a potência do sinal na entrada da fibra óptica. Costumam operar em regime de saturação de ganho e têm como principal parâmetro deste tipo de amplificadores a potência de saída [1.2].

Os amplificadores utilizados como pré-amplificador são normalmente utilizados na entrada dos receptores ópticos e têm como principal função aumentar a potência dos sinais recebidos de forma a aumentar a sensibilidade de recepção. Operam no regime linear de ganho e apresentam baixo ruído [1.2]. Nestes amplificadores, o principal parâmetro a ter em consideração no seu desenho e aplicação é, naturalmente, a figura de ruído uma vez que são destinados à amplificação de sinais de baixa potência (em torno de -30 dBm a -40 dBm) com respectivo máximo ganho.

Os amplificadores de linha, por sua vez, são posicionados ao longo da linha de transmissão e têm como principal função compensar a atenuação

devido à propagação dos sinais ao longo da transmissão [1.2]. São projectados para terem alto ganho de forma a proverem o maior espaçamento possível entre amplificadores, e por outro lado, baixa figura de ruído de modo a evitar a acumulação de ruído.

Assim, devido a importância em sistema de telecomunicações, a amplificação óptica tornou-se um dos principais focos científicos de estudo tanto no meio académico quanto no industrial. Por sua vez, cada tipo de amplificador têm sido historicamente investigados com o objectivo de maximizar e otimizar espectros e níveis de ganho. Paralelamente, os efeitos físicos não lineares inerentes à amplificação também têm sido investigados resultando em outros dispositivos ópticos, como por exemplo, conversores de formato de modulação, multiplexação e demultiplexação, portas lógicas, entre outros.

Historicamente, os amplificadores ópticos surgiram efectivamente na década de 80, quando a atenção era focada principalmente para os amplificadores de Raman (FRA) [1.3] e para os amplificadores semicondutores (SOA) [1.4], os quais ainda esbarravam em grandes dificuldades técnicas como por exemplo a necessidade de lasers de alta de potência [1.5].

A amplificação óptica só obteve maior expressão, a partir da segunda metade da década de 80, com o desenvolvimento de fibras ópticas com baixa atenuação em torno de 1550 nm (terceira janela de telecomunicações) e com o desenvolvimento da tecnologia de dopagem de fibras ópticas de sílica com íons de terra rara. Em 1987, o primeiro amplificador a fibra dopada com Érbio (*Erbium doped Fiber Amplifiers* - EDFA) foi reportado [1.6], e em 1989 o primeiro laser semiconductor de InGaAsP emitindo em 1480 nm [1.7] foi desenvolvido e utilizado como bomba em um EDFA.

Apoiados na constante evolução das tecnologias de laser semicondutores mais potentes e estáveis, os amplificadores semicondutores também tem sido constantemente aprimorados, bem como mais recentemente foi renovado o interesse na amplificação de Raman [1.8], a qual depende directamente das características de potência e de comprimento de onda de um laser de bomba.

Assim, dentre os diversos tipos de amplificadores ópticos, os mais vulgares são os amplificadores em fibra óptica dopada com Érbio (*Erbium doped Fiber Amplifiers* - EDFA). Estes, que foram primeiramente instalados comercialmente na década de 90, inicialmente operavam entre 1530 e 1570 nm, região do espectro óptico conhecido como banda C [1.9]. Recentemente, novas configurações destes amplificadores foram desenvolvidos para operarem em outras bandas, nomeadamente banda S (1460 nm a 1530 nm) [1.10] e banda L (1570 nm a 1610 nm) [1.11], os quais mais comumente utilizam o princípio de baixa inversão de população do EDFA, ou outros amplificadores baseados em fibra dopada com outras terras raras como o Túlio (TDFA) (activo na banda S) [1.12] e o Praseodímio (PDFA) (activo na banda O) [1.13]. Como é um dispositivo já bem difundido, os EDFA tem apresentado cada vez mais ruduzidos nichos de investigação.

Paralelamente ao EDFA, outros tipos de amplificadores ópticos, nomeadamente, os amplificadores baseados em guias de onda dopados com terras raras (por exemplo, com érbio: *Erbium Doped Waveguide Amplifier* - EDWA) [1.14], os amplificadores paramétricos [1.15], os amplificadores a semicondutor [1.16], os amplificadores de Raman [1.17], além das aplicações híbridas [1.18-1.21], têm apresentado interesse na comunidade científica.

Os amplificadores ópticos a semicondutor (*Semiconductor Optical Amplifiers* - SOA) são dispositivos de amplificação óptica que estão na essência dos lasers desta tecnologia (eg. laser Fabry-Perot [1.22]). Estes dispositivos possuem um guia activo tipicamente de InGaAsP e podem ser ajustados para amplificar sinais entre 1200 nm e 1650 nm [1.23]. Além da característica de ganho, os SOAs apresentam outras aplicações especiais baseadas em alguns efeitos não lineares, como por ex: modulação cruzada de ganho (*Cross Gain Modulation* - XGM) [1.24], modulação cruzada de fase (*Cross Phase Modulation* - XPM) [1.25], e mistura de quatro ondas (*Four Wave Mixing* - FWM) [1.26]. Através destes efeitos, inúmeras aplicações não lineares podem ser derivadas, como conversão de comprimento de onda [1.27], portas ópticas (*gating*) [1.28], portas lógicas ópticas [1.29], entre outras.

Para estes dispositivos, os estudos de com relação às suas aplicações utilizando os seus efeitos não lineares (alguns já mencionados) e integrações. Entretanto muito pouco se encontra em termos de integrações de baixo custo com dispositivos já comerciais.

A amplificação de Raman utiliza o efeito de espalhamento estimulado de Raman (*Stimulated Raman Scattering* - SRS) que é um processo inelástico no qual a energia é transferida de uma onda de alta-frequência para outra de frequência menor, onde o pico de potência transferida se encontra a 13.2 THz da primeira [1.30]. Em particular, o amplificador de Raman, tem despertado especial atenção por apresentar ganho sintonizável ao longo de toda transparência da fibra óptica sendo dependente maioritariamente das características do laser bomba [1.31].

Embora sejam largamente utilizados, ainda existem muitos nichos de aplicação a serem explorados. Nota-se que existem poucos estudos tratam da amplificação de Raman em relação ao uso benéfico dos espalhamentos de Rayleigh para geração de longas cavidades ressonantes. Também verifica-se a ausência de abordagem em relação ao uso desta tecnologia para a reformatação de sinais amplificados.

Tendo em consideração a importância dos amplificadores ópticos, vários estudos em cada uma das tecnologias atrás mencionadas foram efectuados ao longo desta tese.

A secção a seguir apresenta os objectivos desta tese e como ela está organizada, bem como faz menção às principais contribuições científicas de cada tecnologia abordada em cada capítulo, e listadas no Anexo 2.

1.2. Objectivos e estrutura da tese

O objectivo desta tese é estudar os principais tipos de amplificadores ópticos actualmente utilizados em telecomunicações, com o intuito de analisar aplicações ou estudos de caso para cada um dos amplificadores abordados. Assim, para realizar as análises que foram propostas, em alguns casos, foram utilizados simuladores comerciais (VPI) para avaliar o comportamento da proposta estudada, e em outros, desenvolvidas ferramentas de simulação (Matlab) para caracterização e/ou análise de comportamento para cada amplificador em questão, com o intuito de validação dos trabalhos experimentais desenvolvidos.

Esta tese está organizada em 6 capítulos, seccionado de acordo com o tipo de amplificação estudado.

O capítulo 2 trata da amplificação utilizando fibras e guias de onda dopados com Érbio, os quais foram caracterizados experimentalmente. A principal contribuição deste capítulo foi a caracterização destes tipos de dispositivo utilizando o método da caixa preta [1.32-1.33]. Este método foi também utilizado para a caracterização de amplificadores a guia de onda dopados com Érbio [1.34].

O capítulo 3 relata detalhes teóricos da amplificação de Raman. Nele foram abordados análises de potência, de campos electromagnéticos para as diferentes análises de interacção dos sinais entre si e com a(s) bomba(s). Também foi abordada uma análise de transferência de ruído da bomba para o sinal.

Com base nesta tecnologia de amplificação, o capítulo 4 consiste na apresentação dos resultados dos experimentos realizados. Primeiramente são apresentadas soluções específicas para um caso de redes de acesso, as quais se caracterizam por terem como principais parâmetros a serem superados a distância e elevado factor de divisão [1.35]. Posteriormente foi apresentada uma metodologia para criação de efeito laser em fibras ópticas através da utilização de elementos reflectores como redes de Bragg [1.36]. Como segunda contribuição neste capítulo, foram verificadas e modelizadas as características do efeito do espalhamento de *Rayleigh* (*Rayleigh Scattering e Rayleigh Backscattering*) que, em conjunto com a amplificação de Raman e um elemento de reflexão, auxiliaram na formação de lasers controlados na fibra óptica [1.37-1.40]. Uma das aplicações descritas para este efeito foi a possibilidade de gerar amplificação numa gama dupla do típico resultado por obtido por Raman em sua configuração mais simples (ou seja, com desvio de frequência de 20 a 26 THz da frequência do laser de bomba) [1.41-1.43]. Ainda neste capítulo, é apresentada uma proposta de um regenerador 2R utilizando amplificação de Raman, o qual se baseia na análise de transferência de potência bomba-sinal na qual suporta uma variação de potência induzida na bomba, contrária à deformação do sinal.

No capítulo 5 apresenta-se algumas análises experimentais com amplificadores ópticos semicondutores (SOA). As principais contribuições desta tese nesta tecnologia basearam-se na utilização da técnica de grampeio de ganho utilizando redes de Bragg por nós construídas. Com esta técnica, desenvolvemos um *GC-SOA* [1.44] (amplificador semicondutor com ganho grampeado) o qual serviu de base para desenvolvermos dispositivos ópticos especiais, nomeadamente chaves lógicas e dispositivos de memória (*latches*) totalmente ópticos, utilizando dispositivos de ganho comerciais "*off-the-Shelf*" [1.45 – 1.46].

Por fim, no capítulo 6 é apresentado um sumário de todo conteúdo trabalhado.

Alguns métodos empíricos para melhorar o acoplamento da luz entre fibras ópticas e um SOA, utilizados no capítulo 5 são encontrados no Anexo 1, enquanto todas as referências de todos os artigos gerados através das contribuições desta tese encontram-se listadas no Anexo 2.

1.3. Contribuições

Os esforços desta tese concentraram-se no estudo e modelização dos principais amplificadores ópticos utilizados actualmente. Dentre as principais contribuições desta tese, identificam-se:

- a análise e optimização do perfil do índice de refração da fibra em função do ganho e figura de ruído de EDFAs;
- a aplicação do modelo de caixa preta para o Ganho e Figura de ruído de um EDFA nas bandas C+L;
- a aplicação do modelo de caixa preta para o Ganho e Figura de ruído de um EDWA na banda C;
- a optimização da amplificação em uma rede de acesso passiva com alta inserção de perdas, bem como a identificação da influência dos parâmetros de rede envolvidos;
- um modelo algébrico de simulação da amplificação de Raman agregando o fenómeno do espalhamento de Rayleigh optimizado para considerar a depleção das bombas, além de sua aplicação na concepção de um laser em fibra e a sua validação obtendo-se um amplificador de Raman de segunda ordem;
- o modelo de um regenerador 2R utilizando amplificação de Raman; e
- a concepção de um latch óptico utilizando amplificadores ópticos a semicondutor e componentes discretos.

1.4. Referências Bibliográficas

- [1.1] M. Yamada and M. Shimizu, "Ultra-wideband Amplification Technologies for Optical Fiber Amplifiers," *NTT Tech Rev*, vol. 1, pp. 80-84, 2003.
- [1.2] ITU Standard G.662, "Generic characteristics of optical amplifier devices and subsystems," vol. ITU Standard G.662 (07/05): International Telecommunication Union -ITU, 2005.
- [1.3] Y. Oaki, "Fibre Raman amplifier properties for applications to long-distance optical communications," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 21, pp. 89–103, 1989.
- [1.4] T. Saitoh and T. Mukai, "Recent progress in semiconductor laser amplifiers," *IEEE Journal of lightwave Technology*, vol. 6, pp. 1656–1703, 1988.
- [1.5] Jeff Hecht, "The Evolution of Optical Amplifiers," in *Optics & Photonics News*, vol. 13, 2002, pp. 36-39.
- [1.6] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, "Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μ m," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 1026-1028, 1987.
- [1.7] M. Nakazawa, Y. Kimura, and K. Suzuki, "Efficient Er³⁺-doped optical fiber amplifier pumped by a 1.48 μ m InGaAsP laser diode," *Applied Physics Letters*, vol. 54, pp. 295-297, 1989.
- [1.8] S. Namiki, K. Seo, N. Tsukiji, and S. Shikii, "Challenges of Raman amplification," *Proceedings of the IEEE* vol. 94, pp. 1024 - 1035, 2006.
- [1.9] E. Desurvire, J. R. Simpson, and P. C. Beker, "High-gain erbium-doped traveling-wave fibre amplifier," *Optics Letters*, vol. 11, pp. 888-890, 1987.
- [1.10] M. A. Arbore , H. T. Y. Zhou, J. B. and, and L. Nelson, "S-band erbium-doped fiber amplifiers for WDM transmission between 1488 and 1508 nm," presented at *OFC 2003*, 2003.
- [1.11] Felton A. Flood, "L-Band Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *Corning Incorporated - Photonics Research Center*, vol. 30, pp. 653-654, 1994.
- [1.12] B. Cole and M. L. Dennis, "S-band amplification in a thulium doped silicate fiber," presented at *OFC01*, Anaheim, USA, 2001.

- [1.13] P. Urquhart, "Praseodymium-doped fiber amplifiers: theory of 1.3 μ m operation," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, pp. 1962-1965, 1992.
- [1.14] Donald R. Zimmerman and L. H. Spiekman, "Amplifiers for the Masses: EDFA, EDWA, and SOA Amplets for Metro and Access Applications," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, pp. 63, 2004.
- [1.15] M. E. Marhic, N. Kagi, T.K. Chiang, and L. G. Kazovsky, "Broadband fiber optical parametric amplifiers," *IEEE OPTICS LETTERS*, vol. 21, pp. 573-575, 1996.
- [1.16] M. J. Connelly, "Semiconductor Optical Amplifiers and their Applications," presented at *3rd Spanish Meeting on Optoelectronics (OPTOEL'03)*, Madrid, Spain, 2003.
- [1.17] M. N. Islam, "Raman Amplifiers for Telecommunications," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, pp. 548-559, 2002.
- [1.18] O. HARUKI, I. SEIJI, and K. KATSUYA, "Broadband Optical Amplifiers for DWDM Systems," *Furukawa Electric Review*, vol. 105, pp. 9-12, 2000.
- [1.19] A. Mori, H. Masuda, K. Shikano, and M. Shimizu, "Ultra-wide-band tellurite-based fiber Raman amplifier," *J. Lightwave Technology*, vol. 21, pp. 1300-1306, 2003.
- [1.20] S. Kawai, H. Masuda, K. I. Suzuki, and K. Aida, "Ultra-wide, 75 nm 3 dB gain-band optical amplifier utilising gain-flattened erbium-doped fluoride fibre amplifier and discrete Raman amplification," *Electronics Letters* vol. 34, pp. 897-898, 1998.
- [1.21] S. Kawai, H. Masuda, K. Suzuki, and K. Aida, "Wide-Bandwidth and Long-Distance WDM Transmission Using Highly Gain-Flattened Hybrid Amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 886-888, 1999.
- [1.22] P. W. Milonni and J. H. Eberly, "*Lasers*". Toronto: John Wiley & Sons, 1988.
- [1.23] L. Spiekman, D. Piehler, P. Iannone, K. Reichmann, and H.-H. Lee, "Semiconductor Optical Amplifiers for FTTx," presented at *9th International Conference on Transparent Optical Networks - ICTON '07*, pp. 48-50, 2007.
- [1.24] A. L. J. Teixeira, T. Silveira, and P. Monteiro, "Cross-gain modulation bandwidth enhancement in semiconductor optical amplifiers by means of detuned optical filter," *Electronics Letters*, vol. 41, pp. 53-54, 2005.
- [1.25] S. Singh and R.S. Kaler, "All optical wavelength converters based on cross phase modulation in SOA-MZI configuration," *Optik* -

International Journal for Light and Electron Optics, vol. 118, pp. 390-394, 2007.

- [1.26] Jianhui Zhou, Namkyoo Park, Jay W. Dawson, Kerry J. Vahala, Michael A. Newkirk, and B. I. Miller, "Efficiency of Broadband Four-Wave Mixing Wavelength Conversion Using Semiconductor Travelling Wave Amplifiers," *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 6, pp. 50-52, 1994.
- [1.27] A. L. J. Teixeira, M. J. N. Lima, P. S. B. André, F. Oliveira, F. Jesus, and F. R. Rocha, "Multi-wavelength conversion based on reflective semiconductor optical amplifiers," presented at *SPIE*, Prague, Czech Republic, pp. 570-576, 2003.
- [1.28] Li Liu Zhang, Y. L. Z. Li, S. Zhang, H. Ju, H. De Waardt, G. D. Khoe, and D. Lenstra, "All-Optical Logic Gates Based on an SOA and an Optical Filter," presented at *ECOC2005*, pp. 229, 2005.
- [1.29] Jae Hun Kim, Byung Chae Kim, Young Tae Byun, Young Min Jhon, Seok Lee, Deok Ha Woo, and S. H. Kim, "All-Optical AND Gate Using Cross-Gain Modulation in Semiconductor Optical Amplifiers," *Jpn. J. Appl. Phys*, vol. 43, pp. 608-610, 2004.
- [1.30] S. Namiki and Y. Emori, "Broadband Raman amplifiers design and practice," presented at *Optical amplifiers and their Applications - OSA*, Washington DC - USA, pp. OMB2, 2000.
- [1.31] C. R. S. Fludger, V. Handerek, and R. J. Mears, "Ultra-wide bandwidth Raman Amplifiers," presented at *Optical Fiber Communications Conference*, pp. 60-62, 2002.
- [1.32] A. Teixeira, D. Pereira, S. Junior, M. Lima, P. André, R. Nogueira, J. da Rocha, and H. Fernandes, "Black Box Model of Erbium-Doped Fiber Amplifiers in C and L Bands," presented at *11th International Conference on Telecommunications - ICT2004*, Fortaleza, CE - Brazil, pp. 267-271, 2004.
- [1.33] S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, F. Couto, and D. Pereira, "Modelling Noise Figure of Erbium-Doped Amplifiers," presented at *SEON 2004 - II Symposium on Enabling Optical Networks, 2004*, Porto - Portugal, 2004.
- [1.34] S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, P. André, P. Monteiro, and F. Couto, "Caracterização de um Amplificador a Guia de onda Dopada com Érbio," *Revista do Departamento de Electrónica e Telecomunicações da Universidade de Aveiro*, 2004.
- [1.35] S. L. Stevan Jr and A. L. J. Teixeira, "100km Access Network to 512 clients," *IT - Instituto de Telecomunicações de Aveiro*, Aveiro - Portugal dec/2004 2004.

- [1.36] A. Teixeira, S. L. Stevan Jr., G. Tosi Beleffi, R. Nogueira, and T. Silveira, "Optical Gain Characteristics of Rayleigh Backscattered Lasing in Several Fibre Types," presented at *NOC 2005 - 10th European Conference on Networks & Optical Communications, 2005*, London - UK, 2005.
- [1.37] S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, P. André, A. Pohl, G. Tosi Beleffi, A. Reale, and T. Silveira, "Spontaneous Rayleigh Backscattering Raman lasing controlling with Fiber Bragg Grating," presented at *SEON 2006 - IV Symposium on Enabling Optical Networks, 2006*, Porto - Portugal.
- [1.38] S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, P. André, G. Tosi Beleffi, and A. Pohl, "Simulating raman amplification and rayleigh scattering laser using a semi-analytical approach," presented at *Mathematical Techniques and Problems in Telecommunications - MTPT 2006*, Leiria - Portugal, 2006.
- [1.39] S. L. STEVAN Jr., R. Nogueira, P. André, G. Tosi Beleffi, A. Teixeira, and A. POHL, "Spontaneous Rayleigh Backscattering Raman lasing with Fiber Bragg Grating " presented at *European Conference on Lasers and Electro- Optics and the International Quantum Electronics Conference (CLEO /Europe- IQEC), 2007*, , Munich, 2007.
- [1.40] S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, P. André, R. Nogueira, G. Tosi Beleffi, A. Reale, and T. Silveira, "Rayleigh Backscattering lasing control based in Raman amplification," *Submitted to IET Optoelectronics, in NOV/2010*.
- [1.41] S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, P. André, A. Pohl, G. Tosi Beleffi, and A. Reale, "Double shifted Raman amplification by means of spontaneous Rayleigh Backscattering lasing control," presented at *International Conf. on Telecommunications - ICT 2006*, Funchal - Portugal, 2006.
- [1.42] S. L. Stevan Jr., P. André, R. Nogueira, G. Tosi Beleffi, A. Reale, T. Silveira, and A. Teixeira, "Triple C, L and U-band wide amplification system by means of Rayleigh backscattering control," presented at *IMOC 2007 - International Microwave and Optoelectronics Conference*, Salvador - Bahia, 2007.
- [1.43] P. André, A. N. Pinto, A. Teixeira, B. Neto, S. L. Stevan Jr., D. Spertti, J. F. Rocha, M. Bernardo, M. Fugihara, and M. Facão, "Telecommunications Research Trends," in *New Challenges in Raman Amplification for Fiber Communication Systems*, E. P. L. Hans F. Ulrich, Ilda Abe, and P. S. Andre., Ed. New York: Nova Science Publishers, 2008, pp. 177-208.
- [1.44] S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, P. André, R. Nogueira, G. Tosi Beleffi, and M. Fugihara, "Experimental Analysis of All Optical gate based in Gain Clamping Semiconductor Gain Chip," presented at *Conf. on Telecommunications 2007 - ConfTele 2007*, Peniche - Portugal, 2007.

- [1.45] T. Silveira, S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, P. Monteiro, A. Ferreira, G. Tosi Beleffi, and D. Forin, "All-Optical Signal Processing using Gain-Clamped Semiconductor Optical Amplifiers," presented at *ICTON 2007 - 9th International Conference on Transparent Optical Networks, 2007*, Rome - Italy, 2007.
- [1.46] S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, P. André, R. Nogueira, G. Tosi Beleffi, M. Fugihara, and A. Pohl, "Experimental Analysis of All Optical gate based in Gain Clamping Semiconductor Optical Amplifier," *submitted to IET Optoelectronics on December/2010*.

2. Amplificadores em Fibra Dopada

Apesar dos primeiros estudos de amplificação utilizando fibras dopadas com elementos de terras raras datarem da década de 60 [2.1], a primeira configuração prática de um amplificador de fibra dopada com Érbio (EDFA) foi reportada por David Payne no final da década de 80 [2.2], onde as limitações, nessa altura eram impostas ou pela inexistência de lasers adequados para bombear estes dispositivos, ou a sua difícil manutenção ou alto custo.

Em 1991, Giles e Desurvire apresentaram o modelo detalhado para o funcionamento de um EDFA [2.3], cuja utilização é hoje vulgarizada tanto em trabalhos académicos quanto em simuladores comerciais [2.4], [2.5].

Desde a sua demonstração prática realizada na década de 90, que os EDFAs, têm sido amplamente utilizados nos sistemas de telecomunicações, sobretudo nos sistemas de longa distância e tipicamente de alta capacidade (ex. DWDM – *Dense Wavelength Division Multiplexing*) [2.6], onde, uma das principais implicações destes amplificadores tem sido a possibilidade de minimização do número de regeneradores optoelectrónicos.

Entretanto, estes amplificadores também encontraram utilização em redes metropolitanas menos densas (ex. CWDM - *Course Wavelength Division Multiplexing*) [2.7]; e também têm presença muito comum nos sistemas de distribuição de Vídeo (CATV) [2.8], [2.9].

Na sua concepção mais simples, os EDFAs permitiam amplificação na banda C (entre 1530 e 1564 nm) [2.10]. Estudos posteriores objectivando expandir o perfil de ganho do EDFA para outras bandas apresentaram esquemas para controlar a inversão de população dos iões de Érbio, onde foi demonstrada a operação na banda L (1570 a 1610 nm) [2.11] e também na banda S (1470 a 1530 nm) [2.12]. Uma vez verificada a expansão da banda de operação, a equalização do ganho em todas as bandas [2.13] era requisito consequente em busca de melhorar a eficiência. Recentemente com a maior proximidade dos sistemas com comportamento "*bursty*" ou "*packet*" tem havido grande foco no desenvolvimento de técnicas para mitigação dos regimes transitórios [2.14].

Considerando esta introdução, verifica-se a importância de estudar a teoria destes amplificadores. Assim, este capítulo está organizado da seguinte forma. Inicialmente, na secção 2.1, descreve-se o princípio de funcionamento dos EDFAs, com vista a integrar o leitor no assunto. Segue-se a secção 2.2, onde é apresentada uma metodologia de modelização computacional utilizada como base dos simuladores utilizados e desenvolvidos. Através das modelizações, foram desenvolvidos dois casos de estudo, sendo que o primeiro, apresentado na secção 2.3, relata o comportamento do perfil do índice de retracção num amplificador a fibra dopada com Érbio [2.15]. Na secção 2.4, foi apresentada a modelização e caracterização das figuras de

mérito de um EDFA, utilizando a técnica de modelização de caixa preta (BBM) [2.16].

Uma vez caracterizado um EDFA através da técnica do BBM, realizou-se a adaptação da teoria supracitada para amplificadores baseados em guia de onda dopada com Érbio (EDWA) [2.17], [2.18] para também caracterizar este amplificador em termos de ganho e figura de ruído.

Por fim, apresenta-se uma breve conclusão do capítulo.

2.1 Princípio de operação e configurações

Um EDFA é um dispositivo de amplificação que na sua configuração mais simples é composto por uma fibra dopada com iões de Érbio e uma fonte de energia, chamada de bomba. Estes iões, devido às suas características físicas, apresentam grande absorção de energia e altos coeficientes de ganho preferencialmente nos comprimentos de onda de 980 nm e 1480 nm [2.18].

Quando bombeados por um comprimento de onda dentro de sua zona de maior absorção (± 10 nm em torno dos comprimentos de onda centrais 980 nm ou 1480 nm), os iões passam para o seu estado excitado e emitem fotões com as mesmas características numa banda de frequências mais baixa (comprimentos de onda mais elevados), tipicamente na banda C, (1520 nm a 1570 nm). Se a emissão não for estimulada, isto é, se não existir um fotão incidente que induza um ião em estado excitado a descer de nível, então, caso haja emissão esta ocorre por um processo de emissão espontânea, que vai corresponder a ruído. Ao resultado do processo de emissão espontânea dá-se o nome de ASE (*Amplified Spontaneous Emission*). O valor de ruído nos EDFAs é normalmente baixo e a figura de ruído (*Noise Figure*) apresenta valores normalmente na gama de 3 a 5 dB [2.19].

A Figura 2.1 apresenta uma versão simplificada dos níveis de energia usados nas transições dos iões de Érbio, onde $I_{15/2}$, $I_{13/2}$ e $I_{11/2}$ se referem ao estado fundamental, ao estado metaestável e ao estado excitado, respectivamente [2.20]. O estado metaestável apresenta maior tempo de vida de transição de energia para o estado terra, quando comparado com os outros níveis de energia. Este tempo de vida corresponde ao tempo que o fotão demora para voltar ao estado terra. O tempo de vida para fibras de sílica dopadas com iões de Érbio é de aproximadamente 10 ms no estado metaestável e de 10 μ s para o estado excitado [2.21].

As secções cruzadas de energia quantificam, em termos probabilísticos, a luz absorvida ou emitida, por um ião, para uma transição específica. Desta forma, pode-se definir como secção cruzada de absorção a probabilidade de absorção de energia por um fotão quando ele passa do estado terra para o metaestável, e como secção cruzada de emissão, a

probabilidade de emissão de energia por um fóton ao descer de nível de energia. Como característica do material, para altas potências de bomba, ocorre uma maior absorção de energia nas bombas em 980 nm do que em 1480 nm e esta maior inversão de população resulta numa figura de ruído menor para 980 nm. Já para baixas potências de bomba, a escolha de bombas de 1480 nm resulta em uma melhor eficiência de conversão de energia quando comparado com bombas de 980 nm, uma vez que há uma maior quantidade de fótons disponíveis em fontes de potência a 1480 nm comparativamente com fontes a 980 nm [2.22].

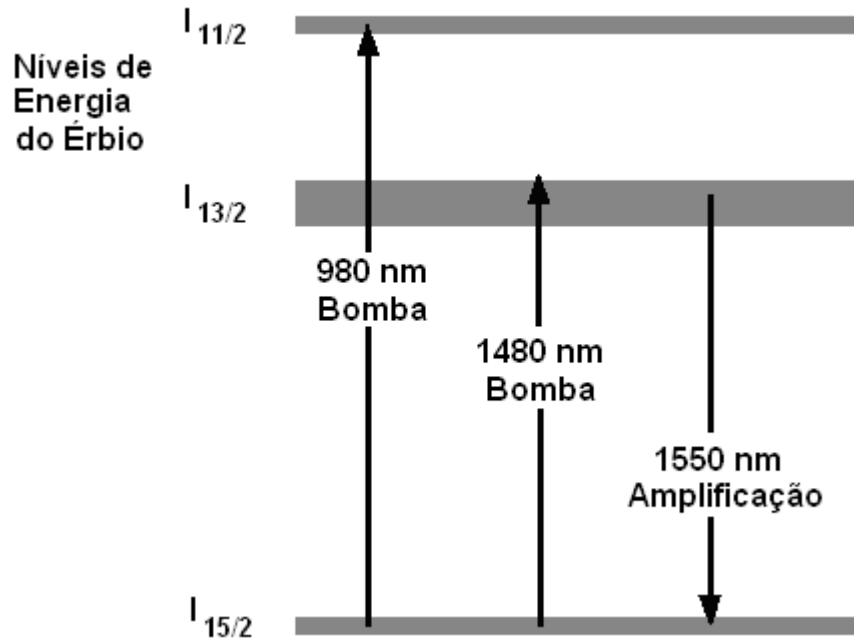


Figura 2.1 – Níveis de energia de um íon de Érbio

Desta forma, se a bombagem for efectuada a 980 nm, o amplificador apresenta uma maior eficiência que a 1480 nm, devido à sua maior secção cruzada de absorção. O comprimento da fibra para amplificadores com bomba a 980 nm é constituído normalmente por alguns metros de fibra dopada [2.23]. Por outro lado, quando estes amplificadores são bombeados a 1480 nm, apresentam uma largura de banda de absorção maior, com um nível mais baixo de secção cruzada de absorção de energia. Por este motivo, precisam de maior comprimento de fibra dopada (na ordem de dezenas de metros) e maiores potências de bombas [2.24].

Uma vez descrito o processo de excitação, é importante perceber como é realizado o acoplamento do sinal de bomba na fibra dopada para que aconteça o processo de excitação. O acoplamento é realizado através de um dispositivo acoplador WDM, que acopla no mesmo guia dois sinais com diferentes comprimentos de onda e provenientes de dois guias, sendo um deles o conjunto de sinais a amplificar e o outro, uma ou mais bombas, que

pode ser proveniente de um laser em semicondutor ou em fibra [2.25], [2.26].

A primeira forma de classificação de um EDFA diz respeito justamente às diferentes formas como se pode acoplar a bomba e o sinal na fibra óptica. Assim, se a bomba for injectada na mesma direcção de propagação que o(s) sinal(ais), diz-se que o bombeio é co-propagante; se as direcções de propagação forem opostas, diz-se que o bombeio é contra-propagante; e se há duas bombas acopladas em direcções opostas, diz-se que o bombeio é bidireccional, como ilustrado na Figura 2.2.

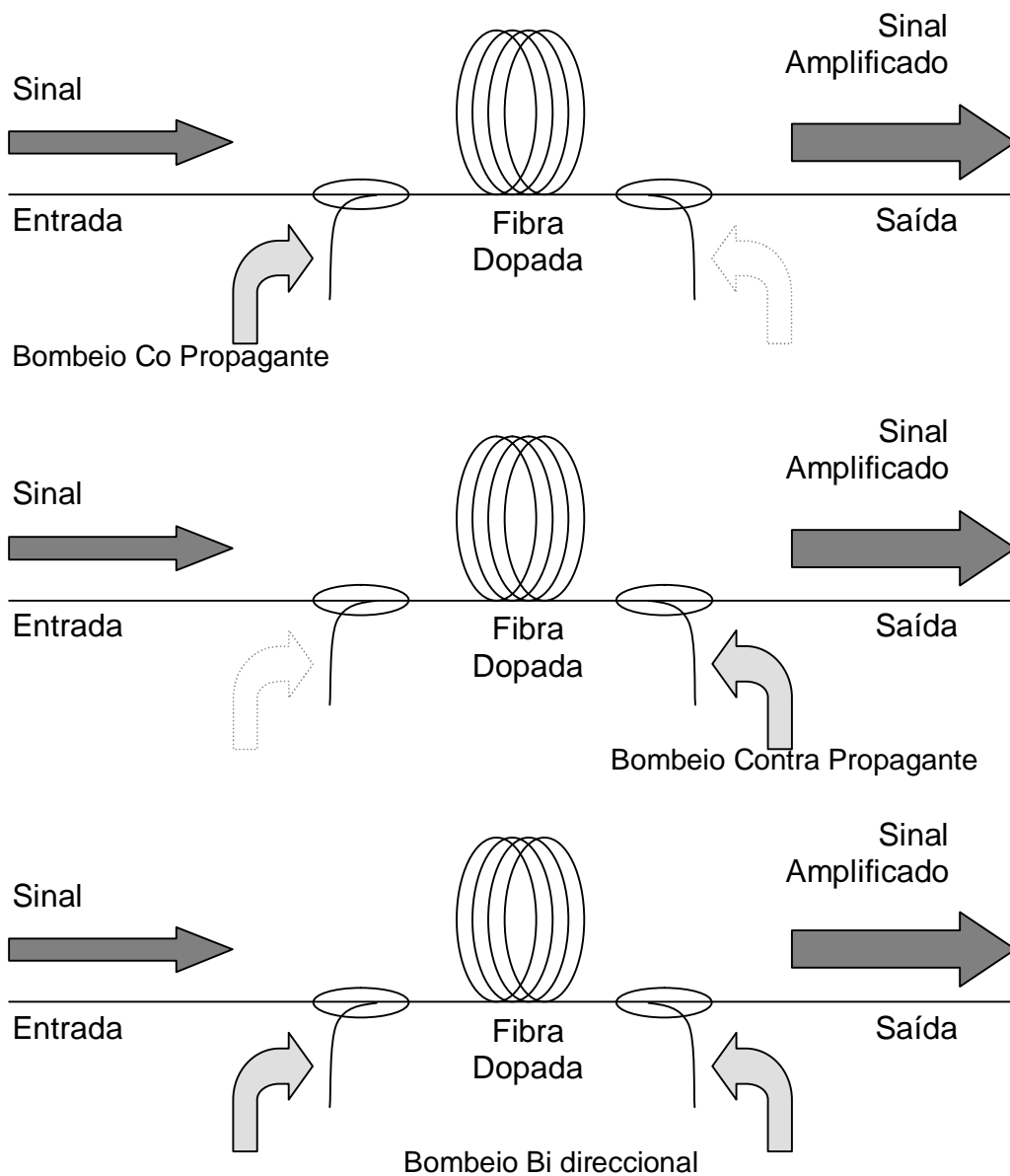


Figura 2.2 – Configurações de bombeio (acoplado) em EDFAs

Geralmente, a configuração utilizada em EDFAs é a combinação de uma bomba 980 nm co-propagante e uma bomba 1480 nm contra-propagante, devido as características de absorção anteriormente mencionadas.

O bombeio bidireccional tem a vantagem de apresentar maior uniformidade na inversão de população e conseqüentemente maior planificação do ganho de pequeno sinal ao longo do comprimento do amplificador [2.26].

Controlando-se a potência das bombas, pode-se controlar a inversão da população e assim, controlar o espectro de ganho de um EDFA [2.27]. A Figura 2.3 ilustra o coeficiente ganho de uma fibra dopada com Érbio de comprimento arbitrário, em função do comprimento de onda de emissão, para diferentes índices de inversão de população (N_2) dos electrões [2.28].

Quando a inversão da população é alta (entre 80 e 90%), obtém-se uma zona de amplificação aproximadamente plana na banda C, onde tipicamente é aplicado. Entretanto, para uma inversão de população de aproximadamente 40%, tem-se uma zona plana na banda E (1450 nm a 1525 nm). Assim, é possível utilizar este tipo de fibra para amplificar na banda E, recorrendo a potências de bombeio baixas e várias dezenas de metros de fibra dopada [2.29]. Ainda com uma inversão de população entre 40 e 50%, pode-se utilizar a região plana em torno da banda L (1560 nm – 1590 nm) como banda de amplificação se for aplicado algumas dezenas de metros de fibra dopada com Érbio.

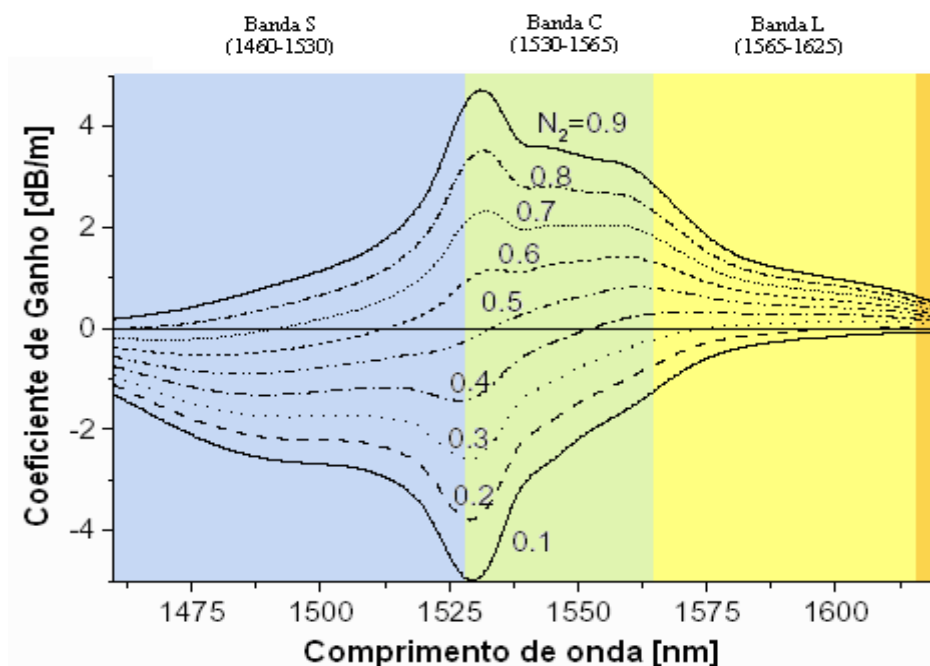


Figura 2.3 – Coeficiente de ganho do EDFA para diferentes inversões de população

Uma vez apresentados os princípios de funcionamento e as possíveis configurações, é possível antever alguns parâmetros passíveis de verificação e optimização num amplificador em fibra. São exemplos: comprimento de fibra, perfil de dopagem da fibra, direcção e potência de bombeamento, entre outros.

Para se observar o comportamento destes parâmetros, é ainda necessário apresentar as equações que regem a propagação e que descrevem o comportamento das ondas electromagnéticas, nomeadamente, sinal, bombas e ruídos dentro do amplificador para se poder modelar e otimizar o dispositivo. A secção 2.2 que se segue trata da modelização do EDFA.

2.2 Modelização de um EDFA

Com vista a uma posterior optimização é necessário aprofundar o modelo de um amplificador óptico dopado a Érbio (EDFA). Para tal, foram utilizadas as equações de propagação, propostas por *Desurvire* [2.30], nas quais são incluídas a evolução das potências do sinal propagante e contra-propagante e das potências de bomba co- e contra-propagante, e ainda as potências de emissão estimulada (ruído) nas duas direcções de propagação, conhecidas por ASE^+ e ASE^- . Estas equações foram utilizadas de modo a desenvolver um simulador com o qual pudesse prever o comportamento da luz no interior da fibra dopada, em especial, com as peculiaridades propostas para comparação de um possível desempenho. Assim, de modo resumido, são apresentadas as equações de potências envolvidas na propagação.

Primeiramente, pode-se definir a variação das potência óptica de sinal (P_s) a uma frequência (ν_s), para um dado ponto, 'z', numa fibra de comprimento L , como sendo função o valor do sinal no ponto 'z' multiplicado pelo coeficiente de emissão espectral (g_e), conforme apresentado na expressão abaixo [2.3]:

$$\frac{\partial P_s(u_s, z)}{\partial z} = [g_e(u_s, z)]P_s(z) \quad (2.1)$$

O mesmo se pode fazer para as potências de ASE^+ e ASE^- , como indicado nas expressões (2) e (3) abaixo:

$$\frac{\partial P_{ASE}^+(u_s, z)}{\partial z} = +[g_e(z)(P_{ASE}^+(u_s, z) + P_0) - g_a(z)P_{ASE}^+(u_s, z)] \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial P_{ASE}^-(u_s, z)}{\partial z} = -[g_e(z)(P_{ASE}^-(u_s, z) + P_0) - g_a(z)P_{ASE}^-(u_s, z)] \quad (2.3)$$

onde g_a e g_e são, respectivamente os coeficientes de absorção e emissão espectral, que são proporcionais às secções de absorção e emissão transversais, P_{ASE}^+ é a potência de ASE co-propagante, P_{ASE}^- é a potência de ASE contra-propagante, ω_s a frequência do sinal e P_o é o ruído devido a ASE.

A variação da potência de bombagem podem ser calculada por,

$$\frac{\partial P_p(u_s, z)}{\partial z} = [D \cdot g_p(u_p, z)] P_p(z) \quad (2.4)$$

onde D é a direcção de bombeamento, e tem valor igual a '1' para direcção ' z ' (co-propagante) e valor igual a '-1', para a direcção ' $-z$ ' (contra-propagante) e g_e é o coeficiente de absorção da potência da bomba.

Com estes modelos definidos pode-se implementar um modelo numérico, baseado numa solução incremental de diferenças finitas, dividindo um troço de fibra em secções infinitesimais, conforme sugerido e apresentado na Figura 2.4 e em [2.31].

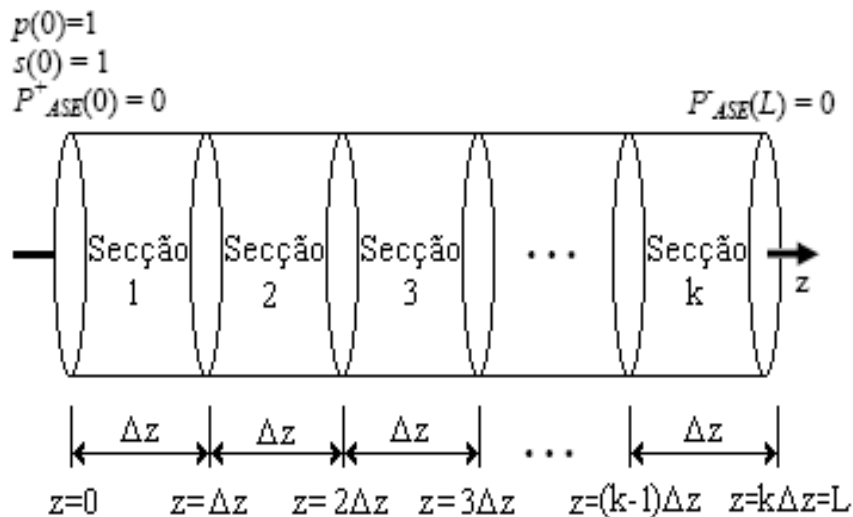


Figura 2.4 – Modelo incremental para uma fibra dopada com comprimento L [2.31].

Com base no modelo definido pelas equações (2.1) – (2.4) calcula-se a evolução da potência de cada sinal indicado na Figura 2.4 para cada secção de fibra Dz , definida como sendo passo de cálculo. Como para qualquer modelo numérico iterativo temos que definir as condições iniciais, e para estas assumem-se as potências de bombagem e de sinal para o comprimento zero como sendo unitárias [$P(0) = S(0) = 1$] e as potência de ASE⁺(0) inicial e ASE⁻(L) final como nulas. Nesta condição (potências de ASE⁺ e ASE⁻ nulas, ou seja, a inexistência de ruído inicial), os resultados obtidos no final do comprimento da fibra após a primeira iteração ainda não são os correctos [2.31]. Desta forma, para a segunda iteração utilizam-se os resultados finais para as potências obtidas na iteração anterior, e assim consecutivamente até se obter

uma convergência significativa dos valores, que pode ser definido valores menores do que 1% de variação, os quais são realmente determinados segundo o custo computacional (tempo de simulação).

Para os cálculos de ganho (G) e figura de ruído (NF), utilizar-se-ão as seguintes definições:

$$G = P_{s,out} / P_{s,in} \quad (2.5)$$

onde $P_{s, out}$ é a potência do sinal de saída e $P_{s,in}$ é a potência do sinal de entrada; e

$$NF = SNR_{in} / SNR_{out} \quad (2.6)$$

onde SNR_{in} é relação sinal ruído de entrada e SNR_{out} é a relação sinal ruído de saída. Devido a ASE (emissão espontânea amplificada) o SNR de entrada é maior que o SNR de saída. Considerando-se que o sinal é maior que o ruído, pode-se reescrever a equação da figura de ruído como:

$$NF = \left(1 + \frac{2 P_{ASE}}{h n \Delta n_{sp}} \right) \cdot \frac{1}{G} \quad (2.7)$$

onde P_{ASE} é a potência de ruído devido a ASE, h é a constante de *Planck*, ' n ' é a frequência do sinal óptico e Δn_{sp} é a largura de banda do ruído, que neste caso é a largura de banda de resposta do analisador de espectro óptico (OSA), para o sinal de frequência ' n '.

Uma vez apresentadas as equações de propagação para bombas, sinal e ruído, podem utilizar-se estas para efectuar os estudos que pretendemos. A secção 2.3 apresenta a análise de comportamento de ganho e figura de ruído para fibras dopadas com diferenças de perfil de índice de refração. Já as secções 2.4 e 2.5, apresentam duas caracterizações utilizando o método da caixa preta BBM para guias de onda dopados com Érbio.

2.3 Análise do impacto do perfil da fibra dopada no perfil de ganho

Devido à quantidade de trabalhos em torno de desta tecnologia de amplificação, vários são os modelos matemáticos que têm vindo a ser apresentados com o intuito de prever as possibilidades de melhoria nos diversos factores de desenvolvimento dos EDFAs [2.3], [2.32].

Como este tipo de amplificador utiliza um troço de fibra óptica especial como meio de amplificação, a optimização das características deste meio pode melhorar os seus parâmetros. Uma das principais vertentes de optimização é a variação do nível de pureza e uniformidade da dopagem da fibra, aumentando a densidade do elemento dopante responsável pelo perfil de ganho desejado [2.33]. Outra perspectiva, é a optimização do perfil do meio de amplificação [2.34]. Com o mesmo intuito, foram sugeridos e estudados quatro tipos de construção de fibras diferentes objectivando a caracterização e optimização do desempenho e influência deste procedimento no subsistema de amplificação.

Para tal, foram realizadas análises para diferentes perfis de índice de refração da fibra utilizada para constituir o amplificador. Foram considerados quatro tipos de perfis de índice de refração diferentes, que foram escolhidos por forma a tentarem cobrir as variações mais comuns para esta variável, sendo um o perfil de degrau, um triangular e dois perfis intermédios de formato elíptico, conforme indicado na Figura 2.5.

Para a determinação da variação de índice de refração, utilizou-se a equação (2.8), onde $N(r)$ é o índice de refração em função do raio do núcleo, N_1 é o índice de refração do núcleo, N_2 , o índice de refração da bainha e de um termo exponencial 'b', o qual determina a variação gradual do índice de refração [2.35]. Para um 'b=1', tem-se uma variação linear do índice de refração, resultando no perfil triangular; para 'b=∞', a variação é abrupta, resultando no perfil degrau. Para outros valores de 'b', temos uma variação elíptica.

$$N(r) = N_1 \left[1 - \left(\frac{N_1 - N_2}{N_1} \right) \cdot \left(\frac{r}{a} \right)^b \right] \quad (2.8)$$

Para se estudar a diferença entre os perfis, utilizaram-se: 'b=1' (triangular), 'b=2' (elíptico de variação mais lenta), 'b=6' (elíptico com 50% constante) e uma variação mais rápida; e 'b=100' (que é um valor muito maior que 1), onde o valor do índice de refração é praticamente constante em todo raio do núcleo, com uma variação abrupta para a bainha. Assim, foram realizadas análises comparativas de Ganho e Figura de Ruído estimados para fibras com estes 4 perfis diferentes.

Num primeiro cenário, a análise comparativa foi realizada considerando das variações dos perfis de índice de refração para um raio de núcleo da fibra igual para as quatro situações. Numa segunda análise, foram observados os comportamentos destes mesmos perfis indicados, considerando que a abertura numérica das fibras eram equivalentes, ou seja, com áreas de núcleo diferentes.

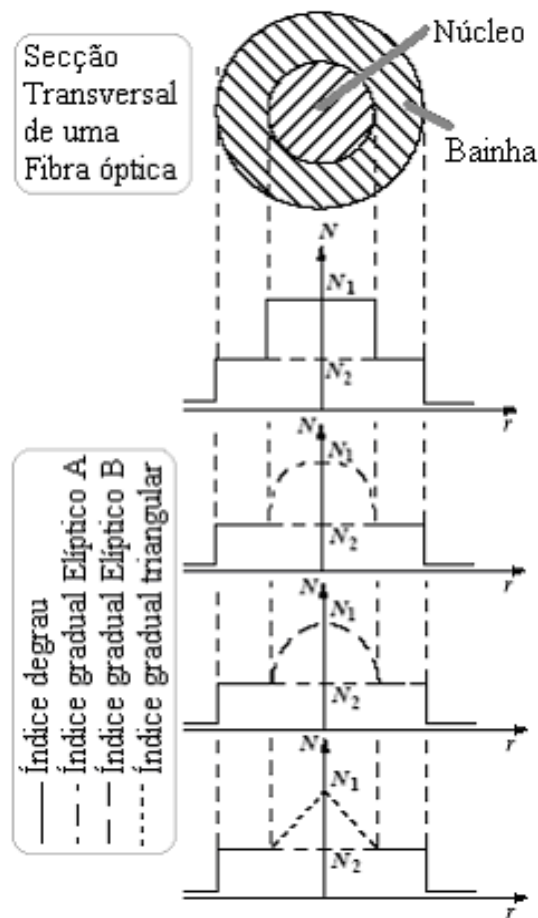


Figura 2.5 – Tipos de perfis de índices de refração utilizados na simulação para otimização.

Os parâmetros de referência utilizados para os testes foram: comprimento de fibra dopada (L) igual a 20 metros; $2,6 \mu\text{m}$ de raio (a); $0,17$ de abertura numérica (NA); densidade de dopagem estimada (N_0) igual a $1,23 \times 10^{18}$ átomos por cm^{-3} ; tempo de vida do estado metaestável (τ_{21}) de $10,6 \times 10^{-3}$ segundos; o perfil de dopagem como função da posição ao longo do raio da fibra foi escolhido degrau por ser o mais utilizado na fabricação de fibras monomodais e também por ser mais simples. O comprimento de onda de sinal foi escolhido como $1,535 \mu\text{m}$ e as secções eficazes de emissão $\sigma_e^s = 7,0 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$, de absorção $\sigma_a^s = 7,0 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$. A secção eficaz de absorção para o bombeamento (σ_{ESA}) foi de $6,8 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$, e para a secção eficaz de absorção de estado excitado para o bombeamento (ESA) considerou-se 0 cm^2 . A faixa equivalente de ASE usada foi de $7,0 \times 10^{12} \text{ Hz}$. Os valores de secção eficaz utilizados nos testes foram todos tirados da literatura [2.36], [2.37] por incapacidade de determinação laboratorial.

A tabela 2.1. apresenta um resumo dos valores dos parâmetros físicos utilizados nas simulações que seguem.

Tabela 2.1 - Parâmetros de simulação de fibra óptica

Raio do núcleo	a (μm)	2.6
Comprimento de onda de bombeio	λ_p (μm)	0.980
Comprimento de onda de sinal	λ_s (μm)	0.1535
Total de íons de Érbio no núcleo	N_0 (átomos/ cm^{-3})	1.8×10^{18}
Tempo de decaimento do nível superior para o inferior, dos íons excitados	τ_{21} (ms)	10.6
Banda de frequência do ruído do amplificador	Δn (THz)	7
Potência de bomba co-propagante	(mW)	120
Potência de bomba contra-propagante	(mW)	0
Potência de sinal de entrada	P_s (mW)	0.01
Comprimento da fibra dopada	L (m)	20
Índice de refração central do núcleo	N_1	1.46
Índice de refração da bainha	N_2	1.45
Abertura numérica para fibra tipo degrau	NA	0.17
Secção eficaz de absorção do sinal	σ_a^s (cm^2)	$7,0 \times 10^{-21}$
Secção eficaz de emissão do sinal	σ_e^s (cm^2)	$7,0 \times 10^{-21}$
Secção eficaz de absorção da bomba	σ_a^p (cm^2)	$6,8 \times 10^{-22}$
Secção eficaz de absorção de estado excitado para o bombeamento	σ_{ESA} (cm^2)	13.6×10^{-22}

A Figura 2.6 apresenta as curvas de evolução de valores do ganho e da figura de ruído ao longo do comprimento da fibra dopada, para os diferentes perfis de fibra considerados na Figura 2.5, utilizando-se um sinal de entrada com potência de 1 mW.

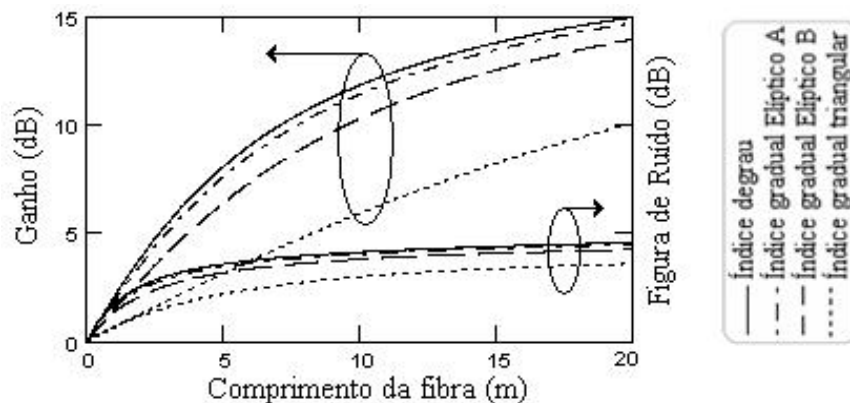


Figura 2.6 – Ganho e Figura de ruído em função do comprimento da fibra dopada, para os diferentes perfis de índice de refração considerados, considerando o mesmo raio do núcleo.

Da análise dos resultados obtidos e apresentados na Figura 2.6 conclui-se que quanto mais abrupta for a interface do perfil de índice de refração maior será o ganho e também a sua figura de ruído. Isso é devido ao facto de, para esta análise, terem sido considerados perfis diferentes para uma área de núcleo constante, ou seja, análise para fibras com áreas efectivas diferentes. Pode-se verificar ainda, que o comportamento das fibras com índice elíptico apresenta valores muito próximos do índice degrau.

Como o índice triangular apresenta uma área efectiva muito menor, os resultados de ganho e de figura de ruído apresentam valores menores em relação aos outros perfis analisados, ou seja, por um lado a figura de ruído diminui ou seja, o apresenta melhor resultado; por outro, o ganho também é menor, resultando neste parâmetro, o pior resultado.

A Figura 2.7 apresenta a evolução das potências de ASE⁺ e ASE⁻ em função do comprimento da fibra, na qual se verifica uma proximidade entre os resultados para os perfis de índice degrau e gradual elípticos e um distanciamento para o gradual triangular.

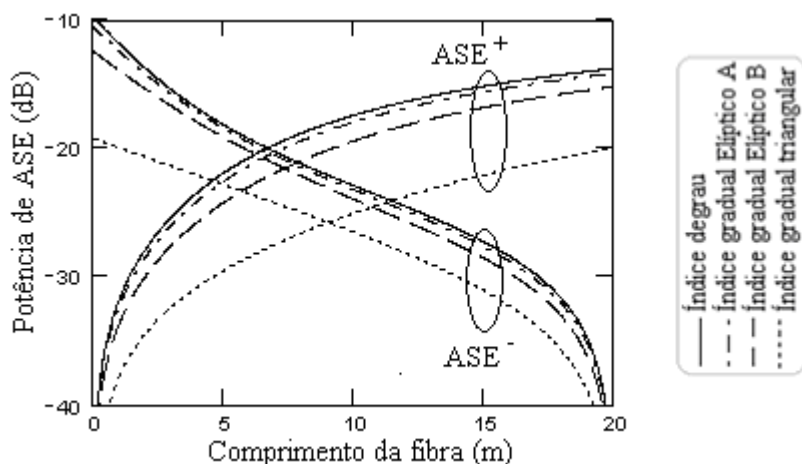


Figura 2.7 – Relação entre Potências de ASE⁺ e ASE⁻ e comprimento da fibra dopada, para os diferentes perfis de índice de refração considerados, com raios de núcleo iguais.

A Figura 2.8 apresenta a relação entre o ganho (dB) e a potência de sinal de entrada (dBm), na qual se pode verificar a tendência de saturação para sinais de entrada superiores a -15 dBm para o perfil de índice degrau. Para os índices elípticos considerados, as potências de saturação são de aproximadamente de -11 dBm (a 3 dB). Já para o índice gradual triangular, verifica-se uma potência de saturação de 0 dBm, valor este bem mais alto que os casos anteriores, devido ao baixo ganho saturado causado pela área efectiva inferior.

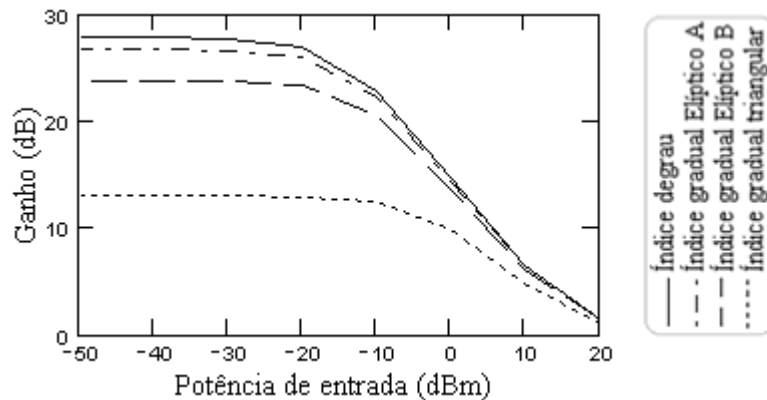


Figura 2.8 – Relação entre ganho e potência de sinal de entrada, para os diferentes perfis de índice de refração considerados, com raios de núcleo iguais.

Após uma análise dos resultados da Figura 2.8, observa-se que um decréscimo da área efectiva do núcleo da fibra causa uma degradação do ganho do amplificador.

Desta primeira análise, pode-se concluir que para os quatro tipos de perfis de fibra diferentes, aqueles que se aproximam mais das fibras índice degrau são as que apresentam melhores características de ganho, mas por outro lado, as piores características de figura de ruído e níveis de ASE.

Para se obter uma visão mais clara do comportamento geral da fibra dopada em relação às suas características físicas, uma segunda análise foi realizada, na qual se considera a abertura numérica da fibra sempre constante, ou seja, o raio do núcleo é alterado de forma a manter constante a área efectiva do núcleo para todos os perfis considerados.

Os raios utilizados para simulação do amplificador para os quais são consideradas áreas efectivas iguais são: $2.6 \mu\text{m}$ para a fibra de índice degrau, $2.84531 \mu\text{m}$ para a de índice gradual elíptico A, $3.35322 \mu\text{m}$ para a de elíptico B e $4.49881 \mu\text{m}$ para a de gradual triangular.

A Figura 2.9 apresenta a evolução do ganho e da figura de ruído para os quatro perfis de fibra já discutidos. Verifica-se que há uma grande semelhança dos resultados para as fibras com variação abrupta e uma pequena variação para a variação triangular. A diferença do valor do ganho entre as fibras de índice degrau e de gradual triangular com área efectiva equivalente é de aproximadamente 1.3 dB, enquanto a figura de ruído para a fibra de perfil gradual triangular é um pouco maior que as outras, uma vez que apresenta o ganho menor para a mesma área efectiva.

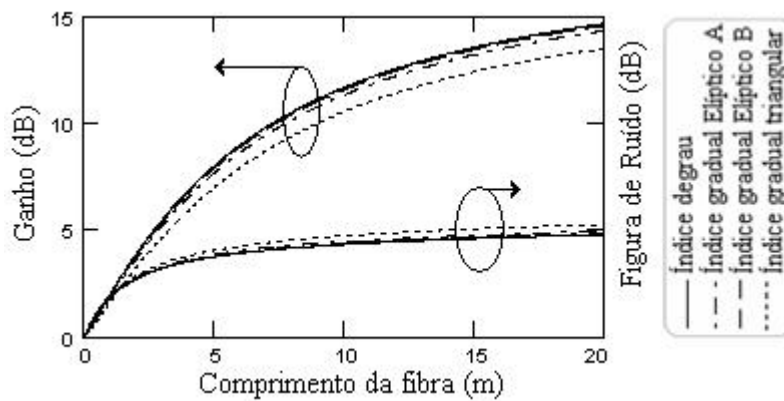


Figura 2.9 – Relação entre ganho e figura de ruído em função da potência de sinal de entrada, utilizando fibras com área efectiva iguais.

Uma vez considerada a área efectiva equivalente das fibras analisadas, são verificados resultados sem diferença expressiva para as potências de ASE⁺ e de ASE⁻, como apresentado na Figura 2.10.

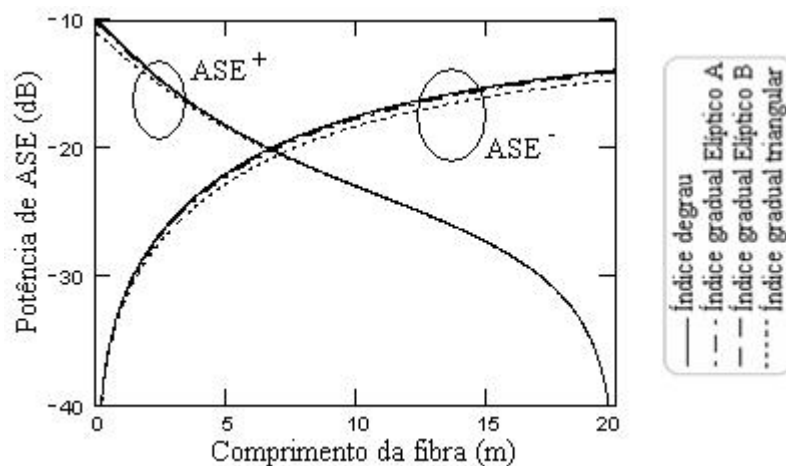


Figura 2.10 – Relação entre Potências de ASE⁺ e ASE⁻ e comprimento da fibra dopada, para os diferentes perfis de índice de refração considerados, com áreas efectivas equivalentes.

A Figura 2.11 apresenta as curvas de ganho (dB) em função da potência de entrada (dBm) para os perfis com mesma área efectiva.

Comparando-se a Figura 2.8 com a Figura 2.11 é possível verificar-se que a diferença entre o ganho para a fibra de índice degrau e a de índice gradual triangular é menor nesta última, o que se justifica pela área efectiva de propagação utilizada ser maior para as fibras com perfis gradual nos resultados da Figura 2.11.

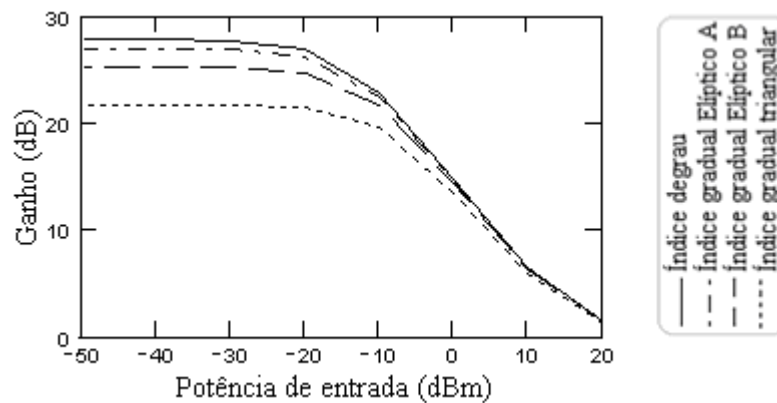


Figura 2.11 – Relação entre ganho e potência de sinal de entrada, para os diferentes perfis de índice de refração considerados, com áreas efectivas equivalentes (aberturas numéricas iguais).

Nesta segunda análise, pode-se concluir que para os quatro tipos de perfis de fibra diferentes, aquele que se aproxima mais das fibras índice de grau são as que apresentam melhores características de ganho e piores de figura de ruído, confirmando o que foi concluído na primeira análise. Entretanto, nesta segunda análise, a diferença de comportamento entre os quatro perfis já não é tão grande como anteriormente.

Para ilustrar o que foi dito, pode observar-se as Figura 2.6 e Figura 2.9, que apresentam Ganho e Figura de Ruído ao longo do comprimento de uma fibra de 20 m, onde a diferença dentre os perfis triangular e de grau era de quase 4 dB na primeira análise e é de aproximadamente 1 dB nesta segunda análise.

Numa primeira análise foram estudadas as fibras apenas variando o tipo do perfil do índice de refração, e numa segunda análise foram variados os perfis e consideradas áreas efectivas equivalentes. Verificou-se que de acordo com a diminuição da área efectiva de propagação da luz há depreciação dos sinais analisados, ou seja, quanto mais abrupta a variação do índice de refração do núcleo para a bainha da fibra, maior a área efectiva de propagação da luz e melhor são os resultados de ganho da fibra dopada. Entretanto, mantendo-se a área efectiva das fibras constantes para os vários perfis de índice de refração, verifica-se que há uma menor variação entre os desempenhos apresentados nesta condição.

2.4 Modelização do ganho e figura de ruído em EDFA's pelo método da caixa preta (BBM)

Um dos tópicos de grande interesse na engenharia sempre trata da modelização de dispositivos ou sistemas. Através das modelizações podem-se prever desempenhos e comportamentos em situações diferentes das actuais, e assim, realizar optimizações.

O ganho espectral e a figura de ruído podem ser completamente descritos resolvendo-se numericamente (modelos numéricos) através das equações de taxa que determinam o comportamento físico do amplificador. Em alguns casos, aproximações analíticas podem ser desenvolvidas de forma a obterem-se expressões que consigam aproximar as características do dispositivo. Outra metodologia de modelização, conhecida como modelização de caixa preta (BBM – *Black Box Model*), baseia-se na aproximação empírica de equações às curvas de dados experimentais [2.16]. Estas aproximações procuram simplificar e reduzir o custo computacional dos cálculos.

Com este objectivo, um amplificador a fibra dopada com Érbio na banda L e um amplificador baseado em um guia de onda dopado com Érbio a prover ganho na banda C, foram utilizados para desenvolvimento da modelização de ganho e figura de ruído que se segue. Para tal, utilizou-se a técnica da modelização de caixa preta.

As propriedades espectrais de ganho de um EDFA em um dado comprimento de onda podem ser descritas por uma equação empírica [2.16] dada por:

$$G = \frac{G_0}{1 + \left(\frac{P_{in}}{P_{sat}}\right)^a} = \frac{G_0}{1 + \left(\frac{G_0 P_{in}}{P_{max}}\right)^a} \quad (2.9)$$

onde G é o ganho de sinal saturado, G_0 é o ganho de pequeno sinal, para um dado sinal de entrada com potência P_{in} , a e P_{sat} são os dois parâmetros desconhecidos que caracterizam a potência de saturação e P_{max} a potência máxima, sendo que $P_{max} = G_0 \times P_{sat}$.

A figura de ruído (NF) de um amplificador EDFA pode ser expressa através de uma equação que depende do ganho em pequeno sinal para uma dada potência de entrada e a figura de ruído do pequeno sinal, que pode ser representado por

$$NF = N_o + K_1 e^{K_2 \cdot (G_o - G_m)} \quad (2.10)$$

onde " N_o " e " G_o " são a figura de ruído e o ganho para pequenos sinais, respectivamente; " G_m " é o ganho para um sinal de entrada, e K_1 e K_2 são os parâmetros a serem determinados pela caracterização experimental. " N_o ", é experimentalmente obtido para um pequeno sinal.

Para realizar esta caracterização utilizou-se a configuração básica apresentada na Figura 2.12, baseada numa fonte de sinal (laser) de comprimento de onda variável e de potência controlada através de um atenuador variável e num analisador de espectros ópticos (OSA), ora medindo a potência de entrada do amplificador, ora medindo a potência amplificada, para cada comprimento de onda.

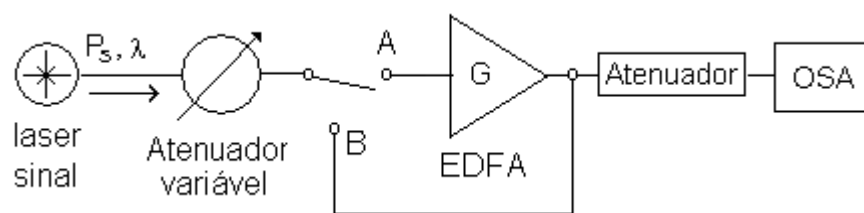


Figura 2.12 – Configuração básica para a caracterização de um amplificador

Desta forma, variando-se a potência de entrada através do atenuador variável para um sinal em um dado comprimento de onda, podem-se colectar dados do ganho do amplificador. Para ilustrar o processo, escolheu-se o comprimento de onda de 1590 nm, o qual fará parte de um conjunto de comprimentos de onda para os quais terão o mesmo processo abaixo descrito. Assim, a Figura 2.13 apresenta o gráfico do ganho de um sinal em 1590 nm, e a curva obtida através da aproximação não linear que definiram α e P_{sat} para este comprimento de onda.

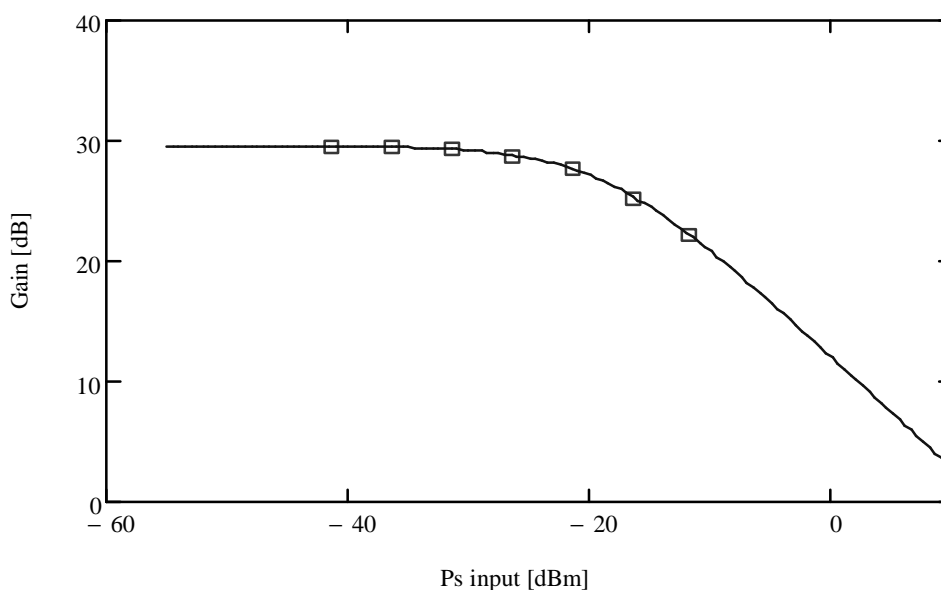


Figura 2.13 - Ganho em função da potência de entrada para um sinal em 1590 nm (dados obtidos para alguns comprimentos de onda e curva obtida por aproximação não linear).

Técnicas de regressão e de interpolação são aplicadas para obter-se equações polinomiais que representem o comportamento aproximado para as incógnitas G_0 , P_{max} e a , descritos pelas equações (2.11), (2.12) e (2.13), respectivamente, considerando o comprimento de onda de 1590 nm.

$$G_o(I) \approx 29,56 - 0,031 \cdot (I - 1590) + 1,887 \cdot 10^{-3} \cdot (I - 1590)^2 - 1,909 \cdot 10^{-3} \cdot (I - 1590)^3 + 7,875 \cdot 10^{-6} \cdot (I - 1590)^4 + 2,287 \cdot 10^{-6} \cdot (I - 1590)^5 \quad (2.11)$$

$$P_{max}(I) \approx 12,06 + 0,027 \cdot (I - 1590) + 1,456 \cdot 10^{-4} \cdot (I - 1590)^2 - 6,262 \cdot 10^{-6} \cdot (I - 1590)^3 + 6,755 \cdot 10^{-6} \cdot (I - 1590)^4 + 6,364 \cdot 10^{-7} \cdot (I - 1590)^5 \quad (2.12)$$

$$a(I) \approx 0,931 + 3,315 \cdot 10^{-3} \cdot (I - 1590) + 4,55 \cdot 10^{-3} \cdot (I - 1590)^2 - 1,944 \cdot 10^{-5} \cdot (I - 1590)^3 - 8,678 \cdot 10^{-7} \cdot (I - 1590)^4 \quad (2.13)$$

Este mesmo procedimento deve ser realizado para outros comprimentos de onda diferentes (foram utilizados: 1560, 1570, 1580, 1600 e 1610 nm) de maneira a obtermos a evolução polinomial referente a evolução destas 3 variáveis em função da variação do comprimento de onda, como é apresentado na Figura 2.14.

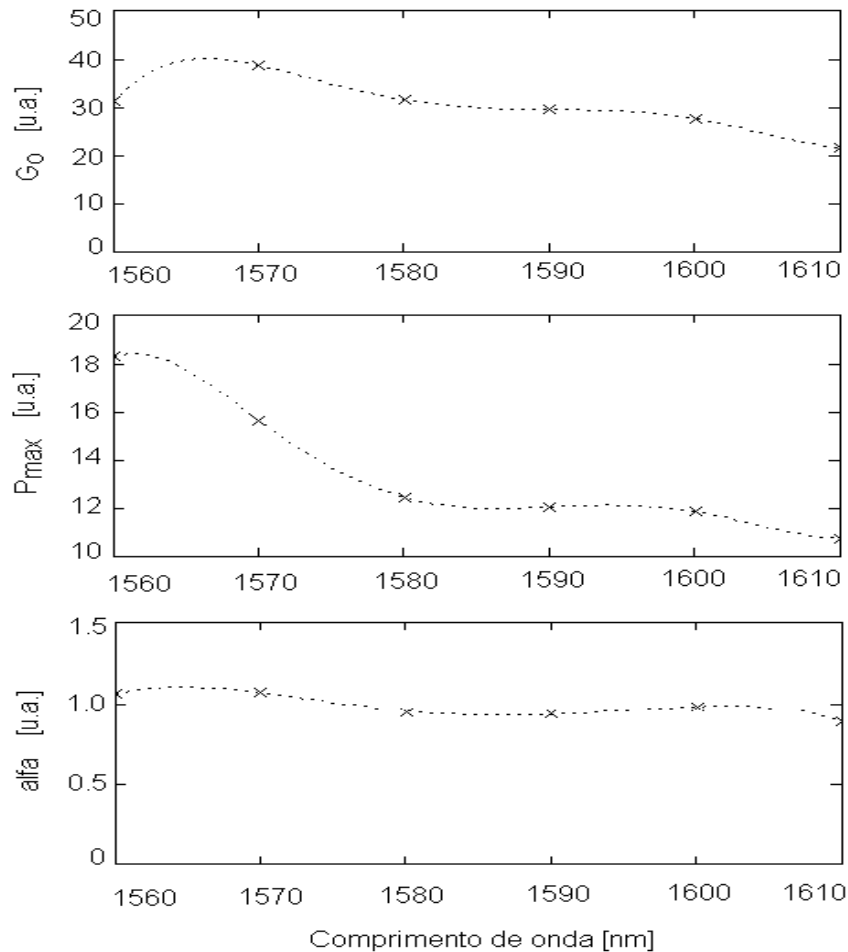


Figura 2.14 - Parâmetros G_o (a), P_{max} (b) e a (c) da equação do Ganho do EDFA em função do comprimento de onda (dados obtidos para alguns comprimentos de onda e curva obtida por aproximação não linear) para um EDFA banda L.

Uma vez determinados os coeficientes G_0 , P_{max} e a , pode-se verificar o comportamento modelado do ganho em função da potência de entrada do sinal em vários comprimentos de onda, como ilustrado na Figura 2.15.

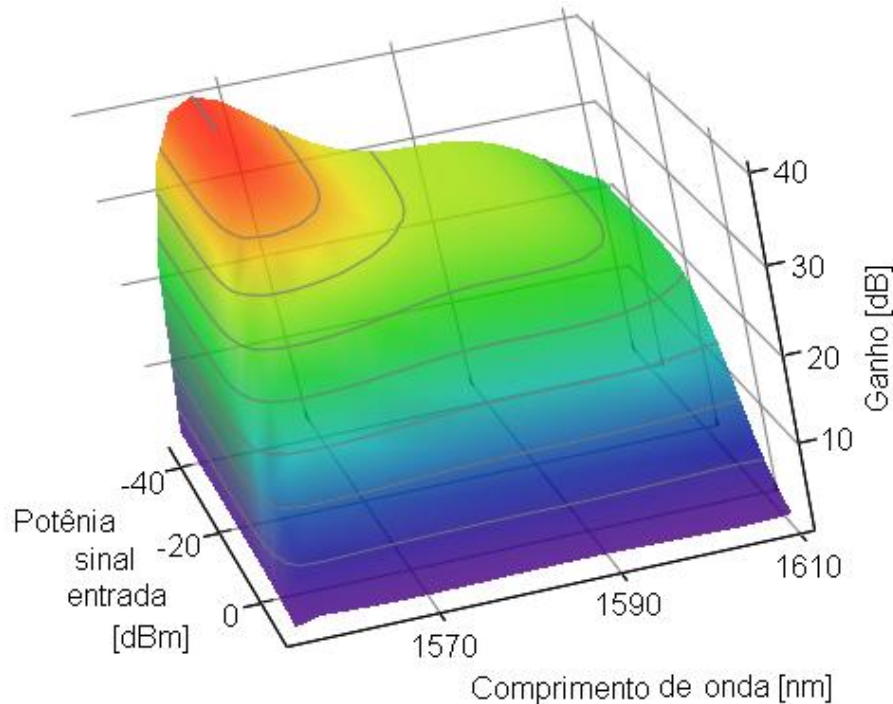


Figura 2.15 – Ganho de um EDFA em função da potência de entrada e do comprimento de onda do sinal Amplificado.

Para determinação da figura de ruído adoptou-se um procedimento semelhante ao utilizado para o ganho. Assim, na Figura 2.16 é representada a figura de ruído de um EDFA, para o comprimento de onda de 1590 nm, quando este utiliza uma de bomba em 1480 nm com corrente de 220 mA, para a qual, devido a integração do dispositivo, não medimos a potência óptica exacta. Para pequenos sinais, a figura de ruído (NF) apresentou-se igual a 4,2 dB e manteve-se constante para sinais abaixo de -18 dBm. Utilizando-se uma regressão polinomial sob os valores medidos, obtêm-se os valores dos parâmetros " K_1 " e " K_2 ".

Para as figuras que se seguem, as curvas pontilhadas representam a curva de interpolação obtida através dos valores medidos identificados com cruces.

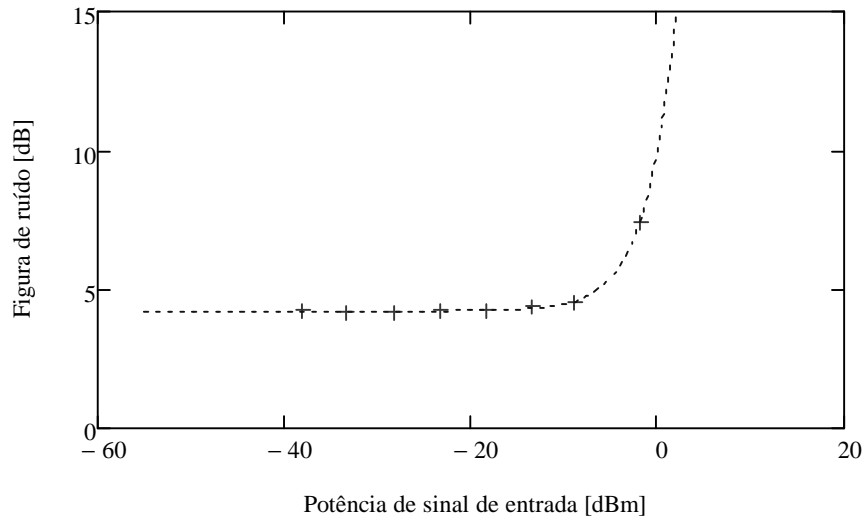


Figura 2.16 – Figura de ruído do EDFA para 1590 nm (dados obtidos para alguns comprimentos de onda e curva obtida por aproximação não linear).

Fazendo a mesma operação para outros comprimentos de onda, e substituindo-os em (2.10), obtém-se um modelo preditivo para a figura de ruído [2.3]. Utilizando os processos de regressão polinomial e de ajuste de curva dos resultados experimentais, foram obtidos os polinômios N_o , K_1 e K_2 , descritos por:

$$N_o(I) \approx 3,723 - 0,023 \cdot (I - 1590) - 8,804 \cdot 10^{-4} \cdot (I - 1590)^2 \quad (2.14)$$

$$K_1(I) \approx 0,12 + 6,651 \cdot 10^{-4} \cdot (I - 1590) - 3,773 \cdot 10^{-4} \cdot (I - 1590)^2 + 1,155 \cdot 10^{-5} \cdot (I - 1590)^3 + 6,877 \cdot 10^{-7} \cdot (I - 1590)^4 \quad (2.15)$$

$$K_2(I) \approx 0,163 + 9,852 \cdot 10^{-3} \cdot (I - 1590) + 2,73 \cdot 10^{-3} \cdot (I - 1590)^2 + -6,72 \cdot 10^{-5} \cdot (I - 1590)^3 - 3,881 \cdot 10^{-6} \cdot (I - 1590)^4 \quad (2.16)$$

cujos gráficos dos polinômios em função do comprimento de onda estão ilustrados na Figura 2.17.

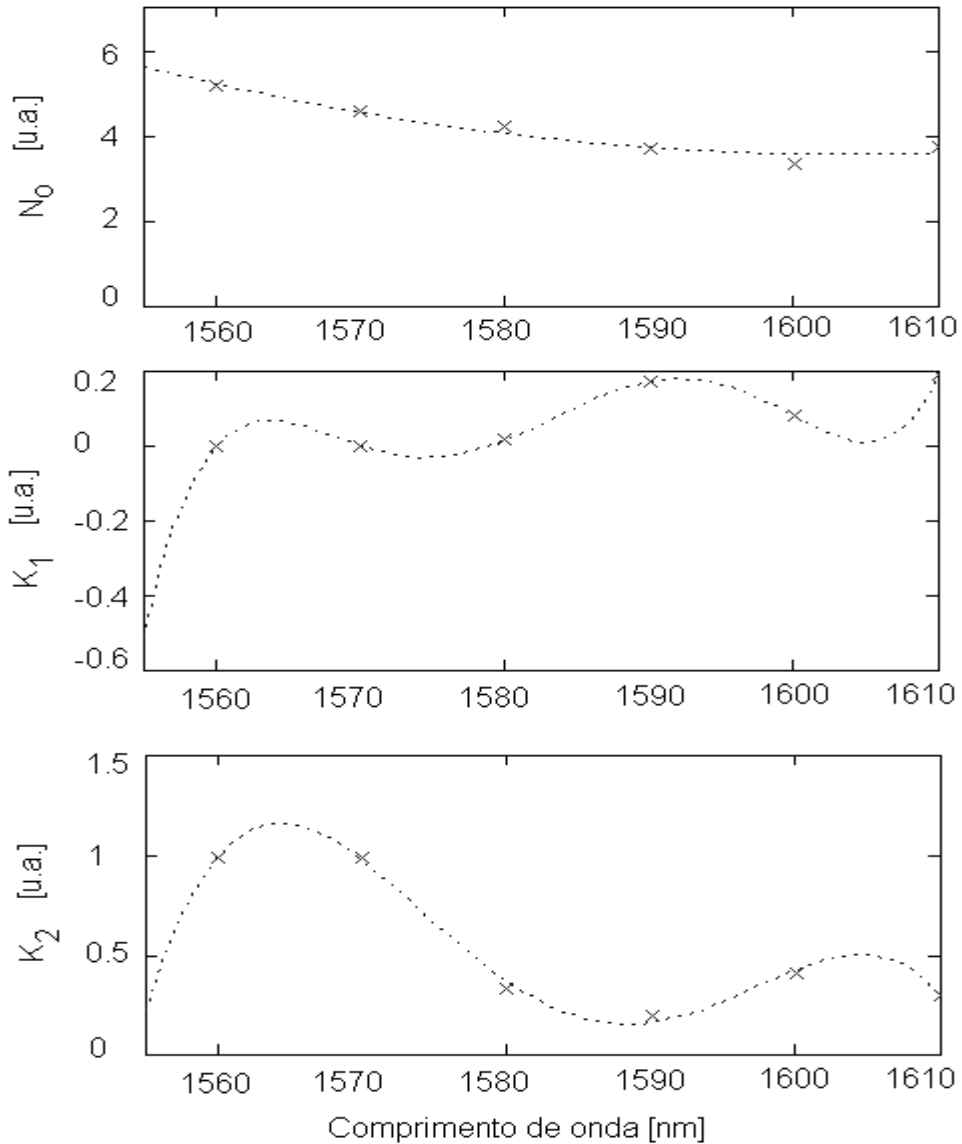


Figura 2.17 – Parâmetros N_0 (a), K_1 e (b) K_2 (c) da figura de ruído do EDFA em função do comprimento de onda (dados obtidos para alguns comprimentos de onda e curva obtida por aproximação não linear) para um EDFA banda L

Substituindo os polinômios (2.14), (2.15) e (2.16) em (2.10) um modelo do comportamento da figura de ruído em 3D para um comprimento de onda pode ser obtido através da variação da Potência de entrada e do ganho, conforme apresentado na Figura 2.18.

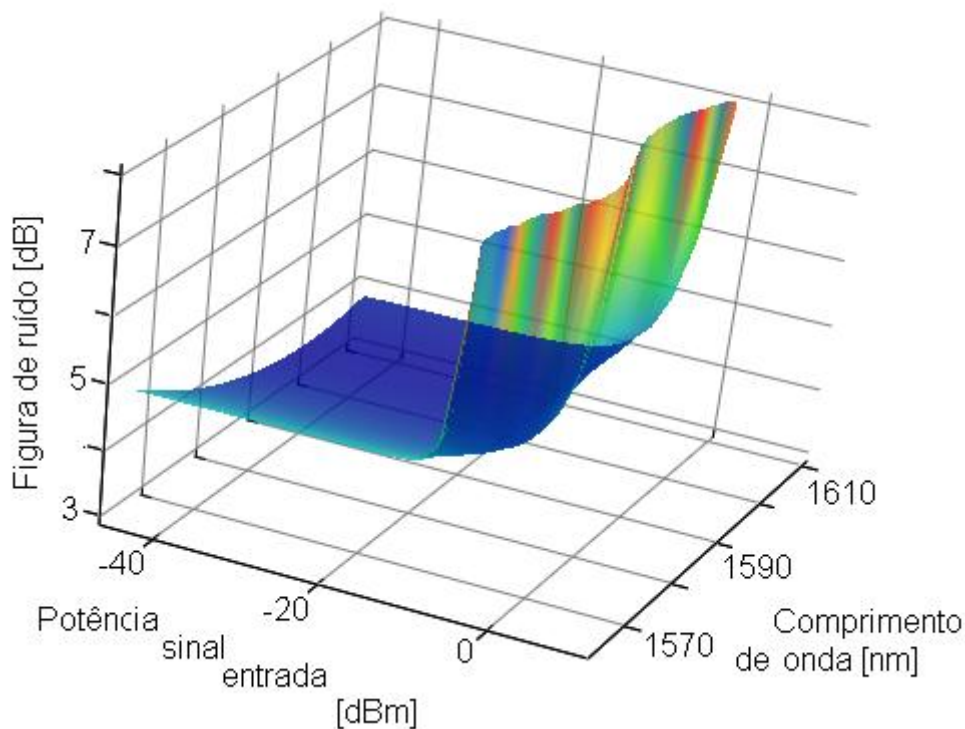


Figura 2.18 – Figura de Ruído (NF) de um EDFA (na banda L) em função da variação do ganho e da potência de entrada, para uma corrente de bomba de 220 mA.

Verifica-se que para potência de entrada menor que -8 dBm, a figura de ruído tem característica plana e com valor em torno de 4 dB, aumentando exponencialmente com o aumento da potência de entrada.

Uma vez verificada a eficácia deste tipo de modelização de amplificadores, uma outra análise, utilizando um dispositivo a base de guia de ondas dopadas com Érbio foi realizada procurando a validação completa da ferramenta de modelização em casos de amplificadores dopados com Érbio. Esta análise é descrita na secção que se segue.

2.5 Modelização do ganho e da figura de ruído em EDWA's pelo método da caixa preta (BBM)

A mesma análise de caixa preta (BBM – *Black Box Model*) utilizada na secção anterior para um EDFA foi aplicada para um EDWA (*Erbium Doped Waveguide Amplifier*).

Um EDWA é um amplificador com um guia de onda dopado com Érbio que apresenta algumas vantagens em termos de dimensão físicas e integração, apesar de apresentar modos assimétricos devido sua secção não circular, apresenta uma baixa dependência com a polarização e menor

interferência entre canais, além de um menor custo de fabricação. Por outro lado, apresenta menor ganho quando comparado com o EDFA e outros amplificadores. Enquanto um EDFA precisa de alguns metros de fibra dopada, um EDWA é fabricado e concebido em um guia de onda com poucos centímetros (o analisado possui aproximadamente 7 cm) [2.38]. Segundo os fabricantes, é esperado que um EDWA deste tipo apresente entre 2 e 3 dB de ganho por centímetro de guia [2.39]. A Tabela 2.2 apresenta um comparativo das principais figuras de mérito de um EDWA em relação a um EDFA e um amplificador óptico semiconductor (SOA) [2.40].

Como se trata de uma análise de caixa preta (BBM) semelhante à apresentada na secção anterior para um EDFA, somente uma descrição sucinta com os resultados mais importantes serão apresentados.

Para esta nova análise, foi utilizada uma bomba co-propagante a 980 nm com uma corrente eléctrica de excitação de 250 mA (para a qual não determinamos a potência óptica exacta devido a intergração e integridade do dispositivo), e um sinal com potência variável centrado em 1550 nm. Através da análise de caixa preta (BBM), foi obtida uma figura de ruído mínima “ N_0 ”, de a 4.95 dB praticamente constante para níveis de pequeno sinal (abaixo de -15 dBm), onde, neste mesmo regime, obteve-se valores de ganho superiores a 21 dBm, conforme apresentado na Figura 2.19.

Tabela 2.2 - Comparativo de figuras de mérito entre amplificadores EDFA, EDWA e SOA.

Amplificador	EDFA	EDWA	SOA
Figura de mérito			
Ganho de pequeno sinal	30dB	15dB	20dB
Figura de ruído	4 dB	4.5 dB	6-7 dB
Dependência com a polarização	<0.5dB	<0.5dB	1.0dB
Diafonia entre canais	Não	Não	Alto
Controlo intrínseco da polarização	Não	Sim	Sim
Tamanho físico médio	dezenas de metros	milímetros	centímetros
Custo	Alto	Baixo	Baixo

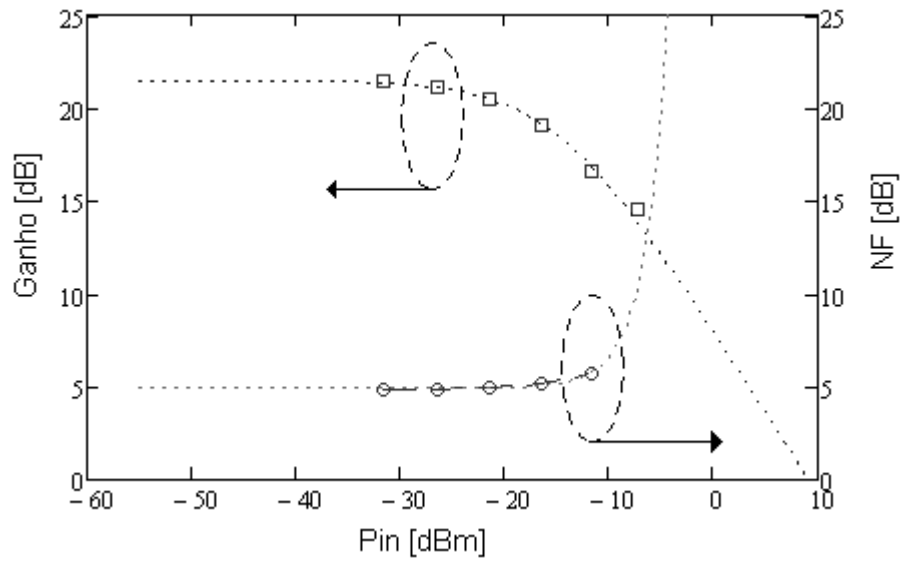


Figura 2.19 – Ganho e Figura de ruído de um EDWA para 1550 nm (quadrados e círculos indicam os dados colectados experimentalmente para alguns pontos e as curvas pontilhadas são obtidas por aproximações não lineares).

Utilizando a técnica de regressão polinomial para os resultados experimentais de um sinal em 1550 nm, obtém-se para os parâmetros “ K_1 ” e “ K_2 ”, os valores de 0,73 e 0,421, respectivamente.

Assim como no caso do EDFA apresentado na secção anterior, uma vez obtidas as várias curvas semelhantes a anterior, para diferentes comprimentos de onda, e aplicando a regressão polinomial e a interpolação nos resultados experimentais obtidos para outros comprimentos de onda, são obtidos os polinómios “ G_o ”, “ P_{max} ” e “ a ”, para obtenção do ganho e, “ N_o ”, “ K_1 ” e “ K_2 ”, para a figura de ruído, todos primeiramente para um comprimento de onda de 1550 nm.

$$G_o(I) \approx 21,484 + 0,253 \cdot (I - 1550) - 5,762 \cdot 10^{-3} \cdot (I - 1550)^2 + -3,875 \cdot 10^{-3} \cdot (I - 1550)^3 + 1,821 \cdot 10^{-6} \cdot (I - 1550)^4 + 5,798 \cdot 10^{-6} \cdot (I - 1550)^5 \quad (2.17)$$

$$P_{max}(I) \approx 4,608 + 0,114 \cdot (I - 1550) + 9,146 \cdot 10^{-4} \cdot (I - 1550)^2 + -2,696 \cdot 10^{-4} \cdot (I - 1550)^3 - 9,678 \cdot 10^{-6} \cdot (I - 1550)^4 \quad (2.18)$$

$$a(I) \approx 0,888 - 0,017 \cdot (I - 1550) + 1,621 \cdot 10^{-3} \cdot (I - 1550)^2 + 8,26 \cdot 10^{-5} \cdot (I - 1550)^3 - 4,248 \cdot 10^{-7} \cdot (I - 1550)^4 \quad (2.19)$$

e

$$N_o(I) \approx 4,336 - 0,026 \cdot (I - 1550) - 8,804 \cdot 10^{-4} \cdot (I - 1550)^2 \quad (2.20)$$

$$K_1(I) \approx 0,101 + 6,871 \cdot 10^{-3} \cdot (I - 1550) + 4,297 \cdot 10^{-4} \cdot (I - 1550)^2 - 1,245 \cdot 10^{-6} \cdot (I - 1550)^3 - 2,576 \cdot 10^{-8} \cdot (I - 1550)^4 \quad (2.21)$$

$$K_2(I) \approx 0,61 + 0,133 \cdot (I - 1550) + 0,015 \cdot (I - 1550)^2 - 1,479 \cdot 10^{-4} \cdot (I - 1550)^3 - 2,289 \cdot 10^{-5} \cdot (I - 1550)^4 - 5,778 \cdot 10^{-7} \cdot (I - 1550)^5 \quad (2.22)$$

Repetindo o processo para outros comprimentos de onda (nomeadamente 1520, 1530, 1540, 1560, 1570 nm), obtemos as curvas apresentadas na Figura 2.21 representam as aproximações dos polinômios citados (Ganho "G₀" (2.17) e parâmetros "P_{max}" (2.18) e "a" (2.19), respectivamente) e os pontos obtidos experimentalmente.

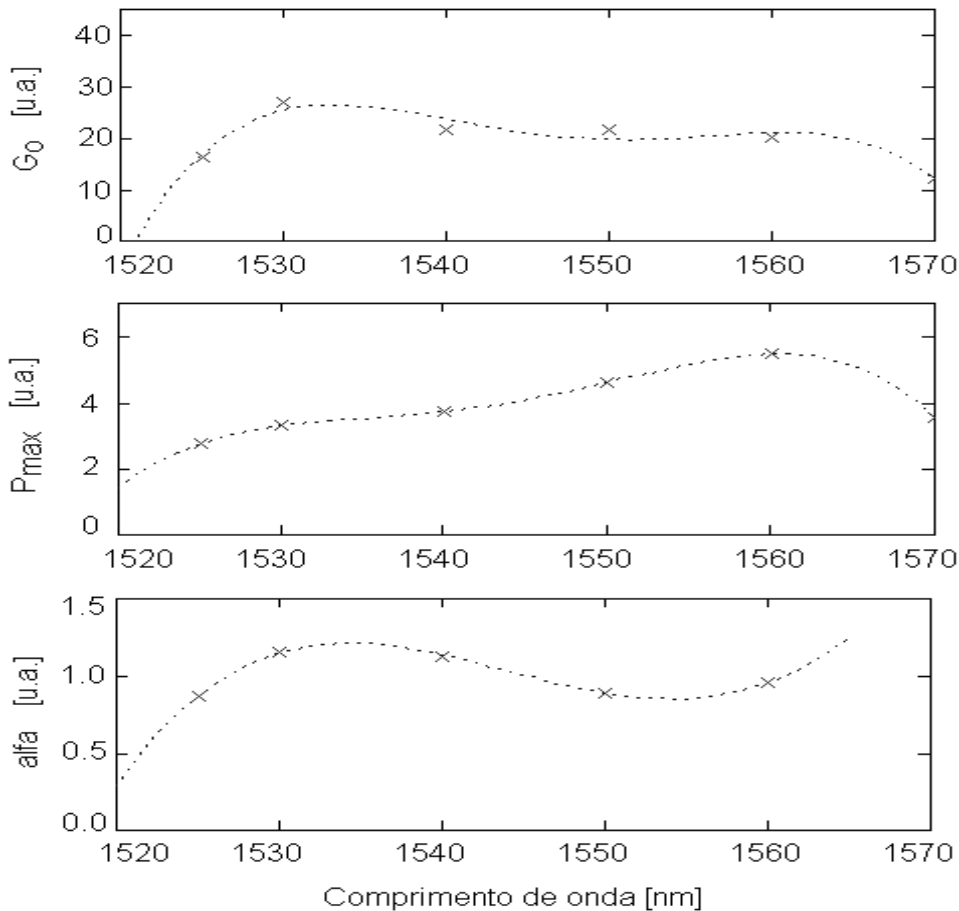


Figura 2.20 - Parâmetros G₀ (a), P_{max} (b) e α (c) da equação do Ganho do EDFA em função do comprimento de onda (dados obtidos para alguns comprimentos de onda e curva obtida por aproximação não linear) para um EDWA banda C

Já a figura 2.21, apresenta as aproximações dos polinômios para obtenção da Figura de ruído (Figura de ruído mínima (2.20) e parâmetros " K_1 " (2.21) e " K_2 " (2.22), para comprimento de onda de 1550 nm e repetindo o processo para outros comprimentos de onda) e os pontos obtidos experimentalmente.

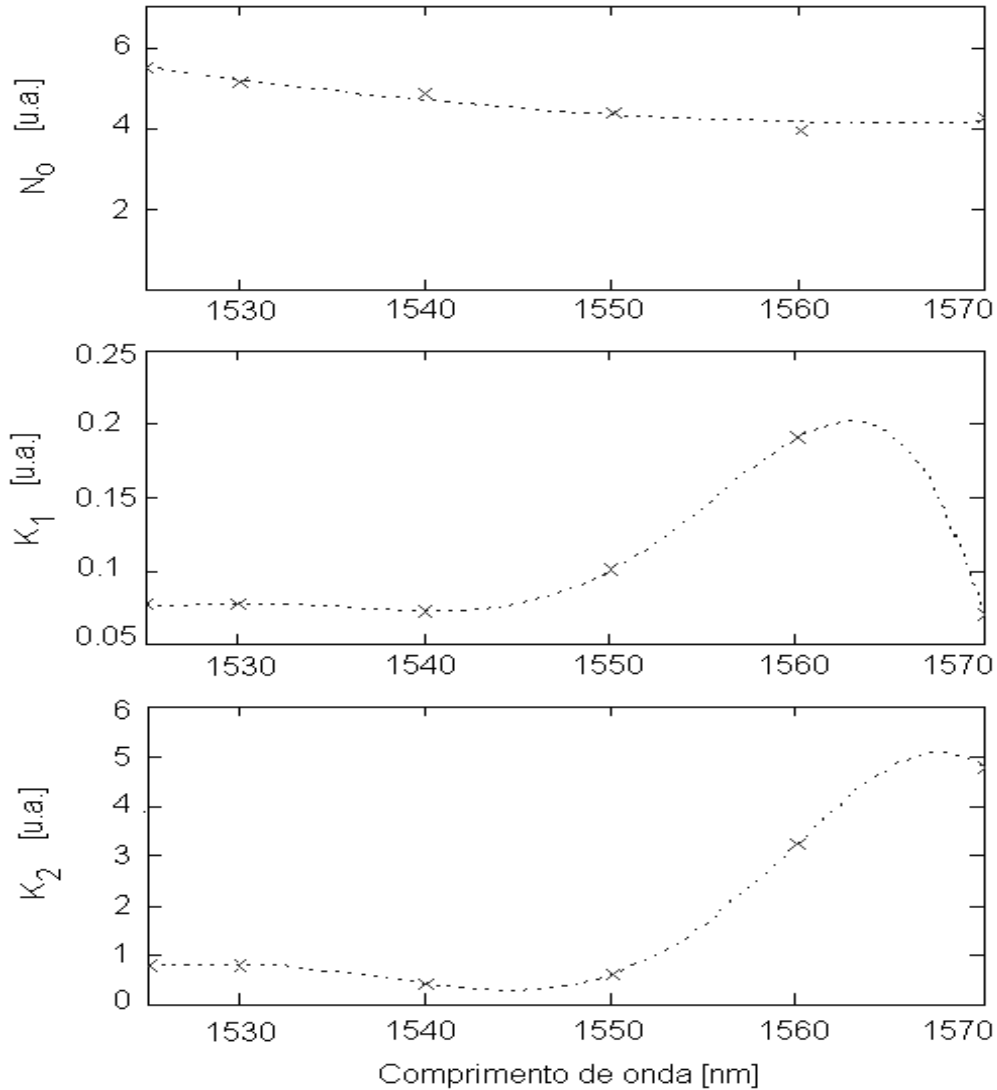


Figura 2.21 - a) Figura de ruído (N_0) para pequenos sinais; b) Parâmetro K_1 ; c) Parâmetro K_2 (dados obtidos para alguns comprimentos de onda e curva obtida por aproximação não linear), para um EDWA banda C.

Substituindo os coeficientes " G_0 ", " P_{max} " e " a " em (2.9) e " N_0 ", " K_1 " e " K_2 " em (2.10), obtém-se o modelo do Ganho e da Figura de Ruído (NF) respectivamente, de um EDWA na banda C. Estes comportamentos (Ganho e Figura de ruído) em função da variação da Potência de entrada podem ser observados nas Figura 2.22 e Figura 2.23

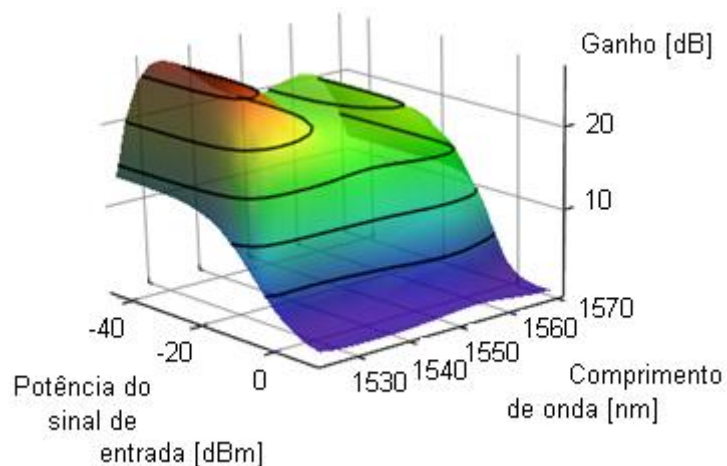


Figura 2.22 - Ganho de um EDWA (na banda C) para uma corrente de 250 mA

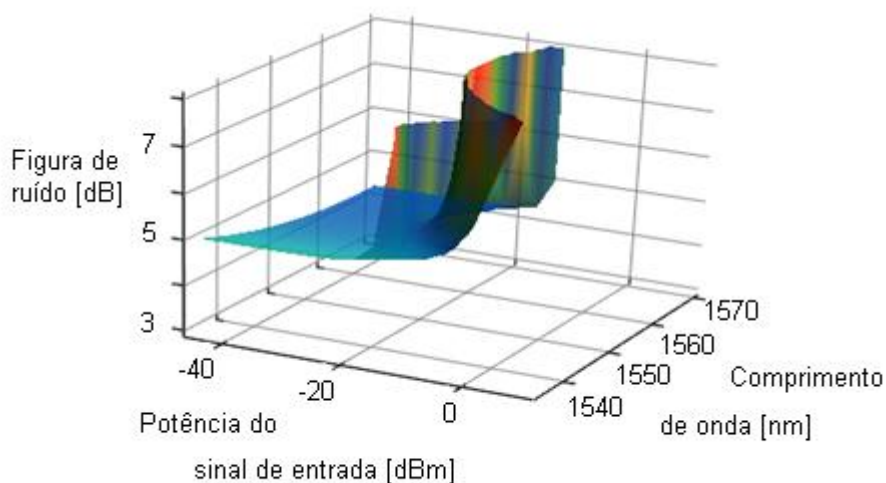


Figura 2.23 - Figura de ruído de um EDWA (na banda C) para uma corrente de 250 mA

As Figuras 2.15, 2.18, 2.22 e 2.23 representam o comportamento do ganho e da figura de ruído modelizados para diferentes guias de onda dopados com Érbio: as duas primeiras referentes a um EDFA, operando na banda L e as duas últimas, referentes a um EDWA na banda C. Verificou-se que o procedimento utilizado da modelização de caixa preta (BBM) pode ser implementada com bastante confiança para para amplificadores destes tipos, como apresentado para ambos os casos acima.

2.6 Conclusões do capítulo

Neste capítulo foi descrito uma modelização de uma fibra dopada com Érbio, para a qual se analisou os diferentes perfis índice de refração e o desempenho das mesmas para amplificação e figura de ruído. Posteriormente, concentramo-nos na apresentação do modelo de caixa preta (BBM - *Black Box Model*) para casos específicos como um EDFA operando na banda L e um EDWA na banda C. Esta modelização apresentou-se eficiente para casos onde desconhecemos os parâmetros intrínsecos do dispositivo de amplificação, como o caso dos parâmetros de construção do EDWA, além de ser um método de menor consumo computacional do que os métodos analíticos convencionais.

Uma vez verificada a importância desta tecnologia, pode-se avançar para uma nova tecnologia, que pode substituir ou simplesmente complementar as soluções com EDFA (soluções híbridas), conforme será apresentado no próximo capítulo.

2.7 Referências Bibliográficas

- [2.1] A. Yariv and J. P. Gordon, "The laser," presented at *Inst. Radio Engrs*, 1963.
- [2.2] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, "Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μ m," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 1026-1028, 1987.
- [2.3] C. R. Giles and E. Desurvire, "Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 271, 1991.
- [2.4] "VPI Component Maker™ - Fiber Amplifier," Virtual Photonics Incorporated, 2002.
- [2.5] "Optiwave Products, Optisystem Key Features and Functionality," Optiwave Systems Inc., 2005.
- [2.6] N. Edagawa, Y. Yoshida, H. Taga, S. Yamamoto, K. Mochizuki, and H. Wakabayashi, "904 km, 1.2 Gbit/s non-regenerative optical transmission experiment using 12 Er-doped fibre amplifiers," *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 66-67, 1990.
- [2.7] L. Qiao and P. J. Vella, "Compact EDFA for CWDM Multi-Channel Applications," presented at *Optical Amplifiers and Their Applications (OAA)*, Budapest, Hungary, 2005.
- [2.8] S. L. Stevan Jr. and A. A. P. POHL, "Estimate of the Cost-Effective Number of Erbium-Doped Amplifiers in an AM-VSB Multichannel Optical Link," presented at *International Telecommunications Symposium - ITS2002*, Natal, RN - Brazil, 2002.
- [2.9] S. L. STEVAN and A. A. P. POHL, "CNR-based limitations of EDFA-chains for long AM-VSB multichannel optical links," *Journal of optical communications*, vol. 26, pp. 151-159, 2005.
- [2.10] M. Tachibana, R. I. Laming, P. R. Morkel, and D. N. Payne, "Erbium-doped Fiber Amplifier with flattened gain spectrum," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, pp. 118-120, 1991.
- [2.11] F. A. Flood, "L-Band Erbium-Doped Fiber Amplifiers," presented at *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Baltimore, Maryland, 2000.
- [2.12] H. Ono, M. Yamada, and M. Shimizu, "S-band erbium-doped silica fibre amplifier with flattened-gain of over 21dB," *Electronics Letters*, vol. 38, pp. 1084-1085, 2002.
- [2.13] Chien-Hung Yeh, Chien-Chung Lee, and S. Chi, "120-nm Bandwidth Erbium-Doped Fiber Amplifier in Parallel Configuration," *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 16, pp. 1637-1639, 2004.
- [2.14] R. Gaudino, A. Carena, and V. Ferrero, "System impact of EDFA gain fluctuation in WDM optical packet networks," presented at *Optical Fiber Communications Conference - Trends in Optics and Photonics*, 2002.
- [2.15] S. L. Stevan Jr. and A. L. J. Teixeira, "Comparação de desempenho de Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio para diferentes perfis de índice de refração," *Revista do Departamento de Electrónica e Telecomunicações da Universidade de Aveiro*, 2004.

- [2.16] A. Teixeira, D. Pereira, S. Junior, M. Lima, P. André, R. Nogueira, J. da Rocha, and H. Fernandes, "Black Box Model of Erbium-Doped Fiber Amplifiers in C and L Bands," presented at *11th International Conference on Telecommunications - ICT2004*, Fortaleza, CE - Brazil, 2004.
- [2.17] J. Burgmeier, A. Cords, R. März, C. Schaffer, and B. Stummer, "A Black Box Model of EDFA's Operating in WDM Systems," *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, vol. 16, pp. 1271-1275, 1998.
- [2.18] HIRIGUCHI M., "Recent progress in optical amplifiers", *Annals of Telecommunications*, vol. 48, no 7-8 (76 ref.), pp. 356-367, 1993.
- [2.19] M. A. Ali, A. Elrefaie, and R. E. Wagner, "980-nm versus 1480-nm pumped EDFA cascade performance in WDM multiple access Lightwave networks," presented at *8th IEEE/LEOS Annual meeting on Optical Networks and Systems*, San Francisco, CA , USA, 1995.
- [2.20] E. Desurvire, "Analysis of noise figure spectral distribution in erbium doped fiber amplifiers pumped near 980 and 1480 nm," *Applied Optics*, vol. 29, pp. 3118-3125, 1990.
- [2.21] S. J. Arabo, J.C. Martin, and J. Alvarez, "LIFETIME EXPERIMENTAL DETERMINATION. METHOD IN ERBIUM-DOPED SILICA FIBERS," *OPTICA PURA Y APLICADA*, vol. 29, pp. 53-56, 1996.
- [2.22] P. Becker, N. Olsson, and J. Simpson, "cap 6 - Erbium-Doped Fiber Amplifier – Modeling and complex effects," in *Erbium-Doped Fiber Amplifier – Fundamental and Technologies*, P. L. KELLY, Ed.: Academic Press, 1997, pp. 153-200.
- [2.23] Bo-Hun Choi, Hyo-Hoon Park, Moojung Chu, and S. K. Kim, "High-Gain Coefficient Long-Wavelength-Band Erbium-Doped Fiber Amplifier Using 1530-nm Band Pump," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, pp. 109-111, 2001.
- [2.24] Chien-Hung Yeh, Chih-Yang Chen, Chien-Chung Lee, and S. Chi, "Wide-Band Two-Stage Erbium-Doped Fiber Amplifier Module in Parallel Configuration," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 44, pp. 239-240, 2005.
- [2.25] A. Oosenbrug, "Reliability aspects of 980-nm pump lasers in EDFA applications," presented at *SPIE - Plane Semiconductor Lasers*, San Jose, California - EUA, 1998.
- [2.26] Q. Mao, J. Wang, X. Sun, and M. Zhang, "A theoretical analysis of amplification characteristics of bi-directional erbium-doped fiber amplifiers with single erbium-doped fiber," *Optics Communications*, vol. 159, pp. 149-157, 1999.
- [2.27] A. Teixeira, M. Melo, C. Santos, D. Pereira, M. Lima, P. André, O. Frazão, H. Salgado, and F. d. Rocha, "Effects of C Band optical pumping on the performance of L band Erbium Doped Fiber Amplifiers," presented at *Telecommunications, Electronics and Control - TELECOM 2002*, Santiago, Cuba, 2002.
- [2.28] O. Haruki , I. Seiji , and K. Katsuya, "Broadband Optical Amplifiers for DWDM Systems," *Furukawa Electric Review*, vol. 105, pp. 9-12, 2000.
- [2.29] J. B. Rosolem, A. A. Juriollo, and M. A. Romero, "S-band EDFA using standard erbium-doped fibre," *Electronics Letters*, vol. 43, 2007.

- [2.30] E. Desurvire, C. Giles, and J. Zyskind, "Erbium-Doped Fiber Amplifier," vol. US Patent 5027079, U. Patent, Ed.: AT&T Bell Laboratories (Murray Hill, NJ) 1991, pp. 1-12.
- [2.31] J. van Roey, J. van der Dook and P. E. Lagasse, "Beam Propagation Method: analysis and assessment", *J. Opt. Soc. Am.* 71 , 803-810, 1981.
- [2.32] H. Masuda and A. Takada, "Modeling the gain degradation of high concentration erbium-doped fiber amplifiers by introducing inhomogeneous up-conversion," *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, pp. 1789-1799, 1992.
- [2.33] E. Arzi, A. Hassani, and F. E. Seraji, "A model to obtain an optimized erbium density profile in EDFA," presented at *Lasers and Electro-Optics, 2001. CLEO/Pacific Rim 2001. The 4th Conference on Pacific Rim*, 2001.
- [2.34] P. J. B. Pálsdóttir J. Yu, S. N. Knudsen, "Reducing pulsewidth broadening in L-band EDFAs by use of a new L-band EDFA," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, pp. 654-656, 2001.
- [2.35] H. Zech, "Theoretical investigation of the gain profile of erbium-doped Amplifiers," *Optical Fiber Technology*, vol. 1, pp. 327-330, 1995.
- [2.36] M. V. D. Vermelho, U. Peschel, and J. S. Aitchison, "Simple and Accurate Procedure for Modeling Erbium-Doped Waveguide Amplifiers with High Concentration," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, pp. 401-408, 2000.
- [2.37] P. G. Kik and A. Polman, "Erbium-doped optical waveguide amplifiers on silicon," *MRS Bulletin*, vol. 23, pp. 48-54, 1998.
- [2.38] W. Huang, R. R. A. Syms, E. M. Yeatman, M. M. Ahmad, V. T. Clapp, and S. M. Ojha, "Fiber-device-fiber gain from a sol-gel erbium-doped waveguide amplifier," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, pp. 959-961, 2002.
- [2.39] D. Barbier, "Erbium-doped Waveguide Amplifiers promote optical-networking evolution," *Lightwave Tech. Letters*, 2001.
- [2.40] J. J. Pan, K. Guan, X. Qiu, W. Wang, M. Zhang, J. Jiang, E. Zhang, and F. Q. Zhou, "Advantages of low-cost, miniature, intelligent EDFAs for next-generation dynamic metro/access networks," *Opt. Fiber Technololy*, vol. 9, pp. 80-94, 2003.

3. Amplificação de Raman - Modelização

A amplificação de Raman baseia-se no efeito de espalhamento de Raman (*Raman Scattering*) [3.1]. Este efeito, em termos de telecomunicações, é responsável pela transferência de energia de uma fonte chamada de laser bomba, para um ou mais sinais que estejam a propagar-se numa região espectral de menor frequência específica e relativa à frequência do laser bomba [3.2]. Esta transferência de energia acontece ao longo da propagação do sinal na fibra onde estes sinais se propagam simultaneamente, por esta razão chama-se distribuída [3.3], característica que em muitos casos pode ser vantajosa. Este tipo de amplificação apresenta algumas propriedades que a destacam de entre os outros sistemas de amplificação, nomeadamente EDFA e SOA. Entre elas citam-se:

- A supracitada vantagem de utilizar o mesmo meio de transmissão como meio de amplificação;
- A possibilidade de se obter amplificação em qualquer parte do espectro óptico, a qual dependente somente do comprimento de onda do laser bomba [3.4];
- A facilidade de se combinar de duas ou mais bombas, compondo espectros de ganho largos e planos [3.5],
- Entre outras.

Compreender o modo como ocorre a transferência de energia e consequentemente poder modelizar e otimizar sistemas de ganho são passos de vital importância no estudo destes sistemas de amplificação. Por esta razão, a próxima secção apresenta uma abordagem física ao efeito do espalhamento de Raman, o equacionamento e consequente modelização do amplificador.

3.1. Teoria de Amplificação de Raman

A amplificação de Raman em fibras ópticas ocorre devido à transferência de potência de um feixe de luz para um outro feixe de menor frequência ocasionada pela interação das moléculas do meio de transmissão com os fótons do feixe de luz [3.1].

Fisicamente, um fóton de frequência ω_p propagando-se numa fibra óptica excita uma molécula de um nível de energia fundamental (E_0) para um nível de energia superior (Estado virtual – E_v), a qual decai rapidamente para um nível de energia inferior (Estado de vibração E_1), emitindo um fóton de frequência ω_s . Este processo é conhecido como espalhamento estimulado de Raman (*Stimulated Raman Scattering* – SRS) [3.6] e está ilustrado na Figura 3.1. O processo de emissão de um fóton de energia inferior à energia de excitação é chamado de *Stokes*, no caso de a energia do fóton ser maior, o processo é chamado de *anti-stokes*.

No processo de *Stokes*, a diferença entre os níveis de energia ($E_p - E_1$) é transferida ao meio através de modos de vibração [3.7]. Esta energia é espalhada a frequências menores, as quais podem ser acopladas a sinais nestas frequências, ocasionando portanto, uma espécie de transferência de potência de uma onda de frequência ν_p para outra(s) de frequência(s) ν_s , ou seja, resultando em amplificação deste(s) sinal(is). Este processo conhecido como SRS é a base do mecanismo de ganho da amplificação de Raman [3.7], [3.8].

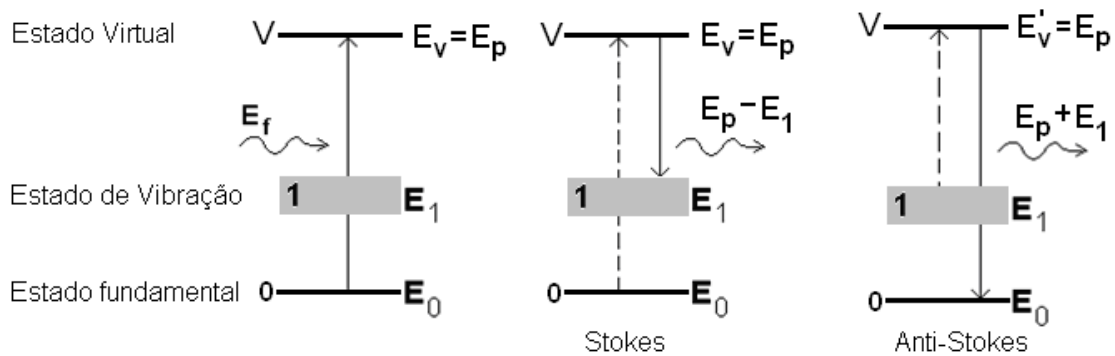


Figura 3.1 - Níveis de energia no efeito de Raman

A Figura 3.2 apresenta o espectro de ganho normalizado para uma fibra de sílica, a qual apresenta emissão relevante até 30 THz abaixo da frequência ν_p [3.9]. Verifica-se que o máximo do espectro se encontra aproximadamente 13.2 THz abaixo da frequência ν_p ; onde ν_p é a frequência do laser bomba.

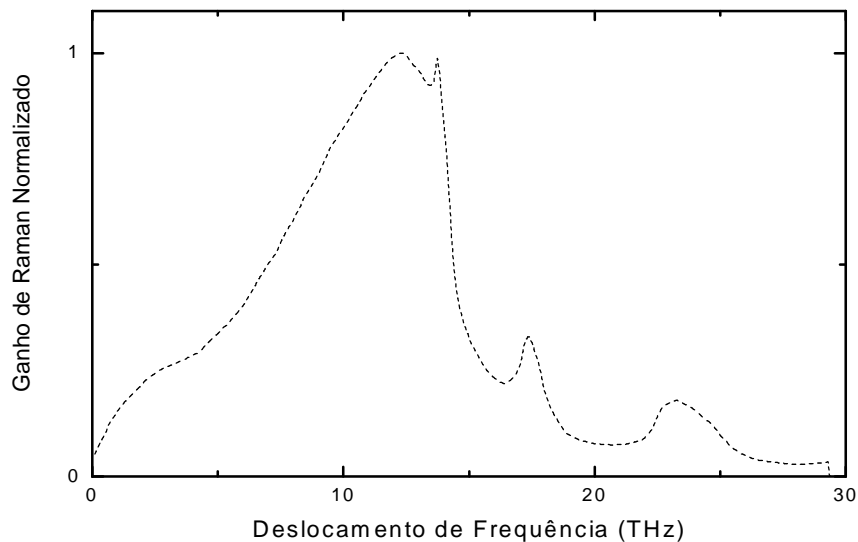


Figura 3.2 - Espectro de emissão de Ganho de Raman normalizado para uma fibra de sílica [3.9].

O efeito de SRS é um fenómeno que ocorre intrinsecamente à fibra e depende directamente das características morfológicas da mesma. A Figura 3.3 apresenta o coeficiente de Raman medido para diferentes tipos de fibras ópticas. Verifica-se que uma fibra com dispersão deslocada (DSF) apresenta aproximadamente o dobro do valor máximo do coeficiente de ganho de Raman para uma fibra SMF, enquanto que uma fibra DCF apresenta um valor máximo do coeficiente de ganho de Raman aproximadamente 9 vezes maior que o de uma SMF [3.10].

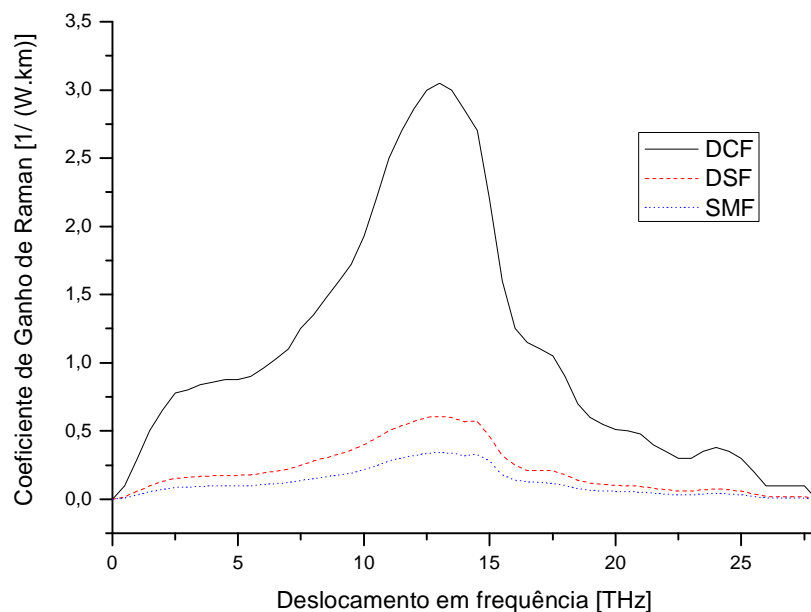


Figura 3.3 - Coeficiente de Ganho de Raman medido para fibras SMF, DSF e DCF.

Amplificadores de Raman distribuídos, amplamente referenciados na literatura por DRA (*Distributed Raman Amplifiers*) [3.3],[3.11] apresentam algumas vantagens perante aos amplificadores discretos. A principal, baseia-se pelo facto de que, ao propagarem sinal(is) e bomba simultaneamente na fibra, ambos vão consumindo potência ao longo da propagação e parte da potência da bomba é transferida para o(s) sinal(is) em forma de ganho de modo distribuído ao longo da propagação [3.12]. Este facto reduz os impactos dos efeitos não lineares que são comuns à saída de amplificadores concentrados devido ao excesso de potência. Outra vantagem é o facto de apresentarem boas figuras de ruído, que é crucial para sistemas limitados por ruído. Estas características são apresentadas na Figura 3.4, a qual representa um comparativo da propagação de dois sistemas, um com amplificação distribuída, e outro com amplificadores discretos.

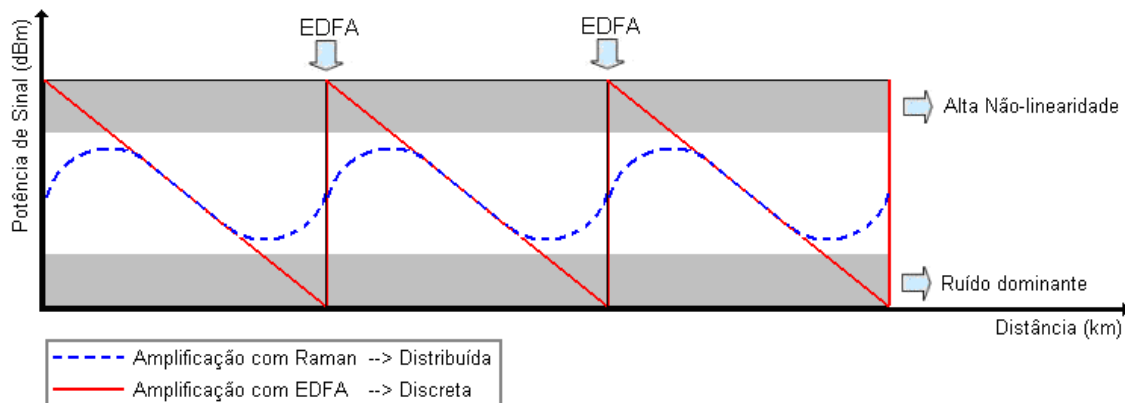


Figura 3.4 - Amplificação concentrada e distribuída

O modo como o laser bomba é acoplado na fibra é relevante no que diz respeito ao desempenho e parâmetros da amplificação. A Figura 3.5 apresenta as diferentes configurações em relação à posição do laser de bombagem para se obter a amplificação de Raman [3.13]. Na Figura 3.5 a), apresenta-se a configuração co-propagante, onde o sinal e a bomba se propagam no mesmo sentido; em b) onde o sinal e a bomba estão em sentidos opostos, tem-se a configuração contra-propagante; e em c) tem-se a configuração bi-direccional, com pelo menos uma bomba em cada direcção.

Na configuração co-propagante, o ganho é elevado no início da fibra e decresce ao longo da direcção de propagação do sinal. Devido ao facto de o sinal e a bomba estarem simultaneamente no seu ponto de maior potência dentro da fibra existe uma maior susceptibilidade para causar efeitos não lineares e também de aumentar flutuações de ruído devido ao efeito de bombeio.

Para a configuração contra-propagante, o ponto de maior potência encontra-se no final da fibra, portanto é nesta parte da fibra que a amplificação ocorre com maior intensidade. Nesta situação, quando o sinal está no início da propagação, o mesmo sofre apenas a atenuação da propagação. Quando o ganho começa a se tornar relevante, ele amplifica um sinal já atenuado resultando em níveis de potência do sinal sempre inferiores ao caso co-propagante e conseqüente menor susceptibilidade aos possíveis efeitos não lineares associados.

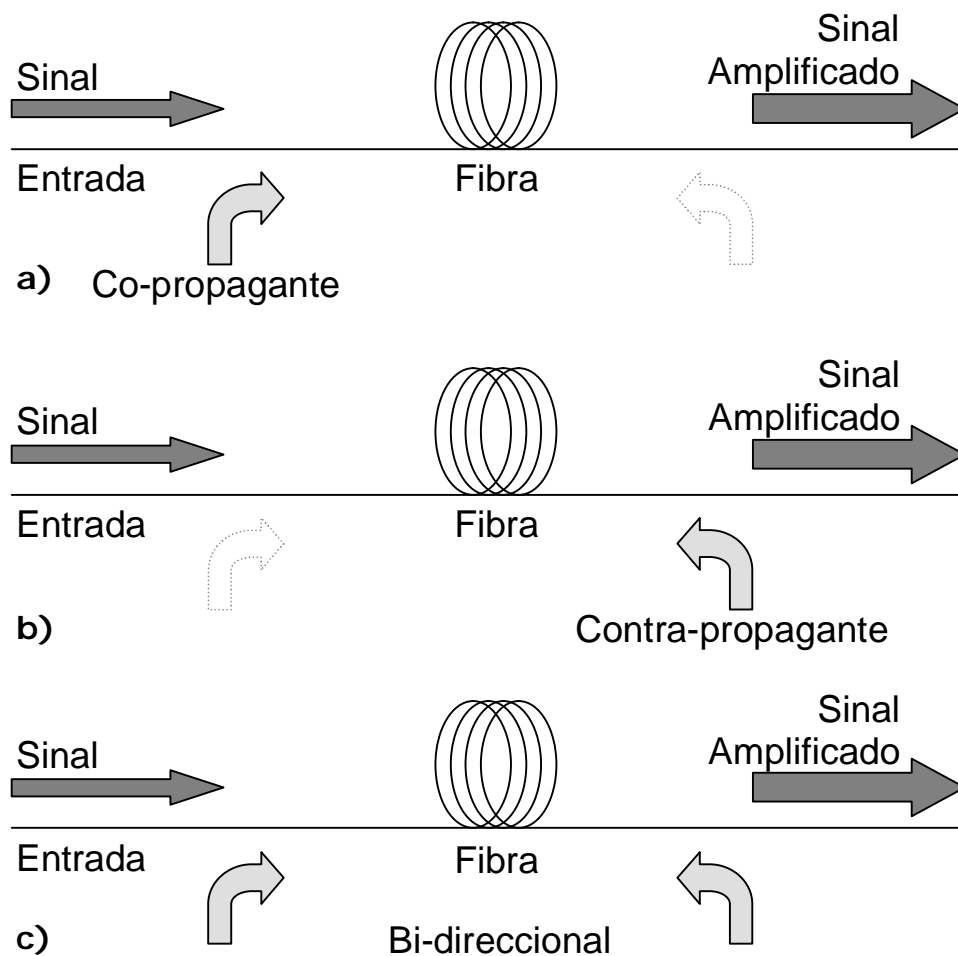


Figura 3.5 - Configurações de bombas na amplificação de Raman.
a) co-propagante, b) contra-propagante, e c) bi-direccional.

A sobreposição das duas configurações acima descritas é chamada de bidireccional (Figura 3.5 c)). Uma vez que se têm bombas dos dois lados da fibra, a amplificação ocorrerá de uma forma distribuída dos dois lados da fibra, gerando também uma maior emissão espontânea amplificada (ASE), que pode portanto resultar numa redução da relação sinal ruído óptica (OSNR). O ganho que esta configuração apresenta é, neste caso, uma situação intermédia entre os casos anteriores, sendo maior que o contra-propagante e menor que o co-propagante.

A Tabela 3.1 apresenta um quadro comparativo qualitativo entre as três configurações apresentadas relatando as principais características do amplificador de modo resumido:

Tabela 3.1 – Comparativo entre as configurações de bomba.

	Co-propagante	Contra-propagante	Bi-direccional
Ganho	+ + +	+	+ +
Ruído	+ + +	+	+ +
Efeitos não lineares	+ +	+	+ + +
Amplificação	Início da fibra	Fim da fibra	Em toda fibra

Após as considerações físicas, será feita uma análise matemática do sistema de amplificação, primeiramente, na secção 3.2, em termos das potências envolvidas e posteriormente, na secção 3.3, em termos de campo óptico.

3.2. Formulação matemática – caso de sinais ópticos contínuos

A interacção entre duas ou mais ondas contínuas (CW – *Continuous Wave*) numa fibra óptica pode ser descrita tanto no espaço quanto no tempo através de um sistema de equações diferenciais acopladas descrita pela equação (3.01). Neste sistema consideram-se as contribuições referentes ao espalhamento de *Rayleigh* propagante na direcção contrária da onda, a dependência da atenuação da fibra em relação ao comprimento de onda da onda propagante e a velocidade de grupo [3.14], nos sentidos directo e inverso, além das componentes espectrais da potência de emissão espontânea amplificada (ASE – *Amplified Spontaneous Emission*).

$$\begin{aligned}
 & \pm \frac{\partial P_i^\pm(z, t)}{\partial z} \mp \frac{1}{V_i} \frac{\partial P_i^\pm(z, t)}{\partial t} = \\
 & - a_i \cdot P_i^\pm(z, t) + g_i P_i^m(z, t) \\
 & + \sum_{j>i} \frac{g_r(u_i - u_j)}{\Gamma \cdot A_{eff}} [P_j^+(z, t) + P_j^-(z, t)] P_i^\pm(z, t) \\
 & + h u_i \sum_{j>i} \frac{g_r(u_i - u_j)}{A_{eff}} [P_j^+(z, t) + P_j^-(z, t)] (1 + h_{ij}) \Delta u \\
 & - \sum_{j<i} \frac{u_i}{u_j} \frac{g_r(u_i - u_j)}{\Gamma \cdot A_{eff}} [P_j^+(z, t) + P_j^-(z, t)] P_i^\pm(z, t) \\
 & - 2 h u_i \sum_{j<i} \frac{u_i}{u_j} \frac{g_r(u_i - u_j)}{A_{eff}} [P_i^\pm(z, t)] (1 + h_{ij}) \Delta u
 \end{aligned} \tag{3.01}$$

onde h_{ij} é definido por

$$h_{ij} = \left[\exp \left(\frac{h(u_i - u_j)}{k_B T} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (3.02)$$

Os sinais "+" e "-" superescritos nas potências denotam a direcção do sinal co- e contra-propagante, respectivamente. Os dois primeiros termos da equação (3.01) representam a variação espacial e temporal de uma potência de frequência ν_i , respectivamente, onde V_i é a velocidade de grupo dependente do modo LP₀₁ de uma onda de frequência u_i . As duas primeiras contribuições do lado direito referem-se a atenuação do sinal e ao espalhamento de *Rayleigh*, referentes a propagação da fibra. O terceiro termo descreve o efeito de ganho de Raman através da transferência de potência entre uma onda de alta-frequência (bomba) para outra de menor frequência (sinal). O quarto termo denota a contribuição do termo do ruído; o quinto termo descreve a depleção da bomba devido a interacção com as ondas de menor frequências e, o sexto termo introduz as perdas devido às componentes de ruído emitidas. Onde, a_i são as perdas por atenuação para uma onda de frequência ν_i , γ_i é o coeficiente de espalhamento de *Rayleigh*, $g_r(u_i - u_j)$ é o coeficiente de ganho de Raman entre duas ondas com frequências u_i e u_j . Γ é o coeficiente de polarização entre sinais de frequências diferentes; A_{eff} é a área de interacção efectiva da fibra, h é a constante de *Planck*, $D\nu$ é a largura de banda onde se calcula a potência de ASE, k_B é a constante de *Boltzmann* e T é a temperatura absoluta da fibra.

Estas equações acopladas não apresentam soluções analíticas, sendo necessário a aplicação de alguns métodos numéricos para conhecer a evolução das potências das ondas e sinais envolvidos.

A equação (3.01) pode ser simplificada para os propósitos da presente consideração que os efeitos preponderantes são os efeitos de bomba-bomba e sinal-bomba. Desta forma, é possível desconsiderar a influência da ASE e outras componentes de ruído [3.18]. Com estas simplificações, obtém-se o sistema de equações pode ser descrito pelas equações (3.03) e (3.04), onde o índice 's' indica a potência de sinal e o índice 'p' indica a potência referente a uma bomba, (por definição, é chamada de bomba uma onda com frequência maior que o sinal). Considerando-se o caso de amplificação de um pequeno sinal, a depleção da bomba pode ser negligenciada e pode-se obter uma aproximação analítica do comportamento das potências envolvidas ao longo da fibra [3.15]. As equações (3.05) e (3.06) apresentam estas soluções para o caso de sinal e bomba co-propagantes, enquanto as equações (3.07) e (3.08) apresentam as soluções para o caso contra-propagante.

$$\frac{\partial P_s}{\partial z} = \frac{g_R}{A_{eff}} P_p P_s - a_s P_s \quad (3.03)$$

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} = -\frac{w_p}{w_s} \frac{g_R}{A_{eff}} P_p P_s - a_p P_p \quad (3.04)$$

$$P_p(z) = P_{p0} \exp(-a_p z) \quad (3.05)$$

$$P_{s-c}(z) = P_s(0) \exp \left[-a_s z + \frac{g_R}{A_{eff}} P_p(0) \left(\frac{e^{-a_p L} [e^{a_p z} - 1]}{a_p} \right) \right] \quad (3.06)$$

$$P_{p-c}(z) = P_{p0} \exp(-a_p(L-z)) \quad (3.07)$$

$$P_s(z) = P_s(0) \exp \left[-a_s z + \frac{g_R}{A_{eff}} P_p(0) \left(\frac{1 - e^{-a_p z}}{a_p} \right) \right] \quad (3.08)$$

Para casos onde a potência do sinal não é relativamente pequena, ou onde a bomba tem alta potência, a depleção da bomba deve ser considerada e, dependendo da configuração, os ruídos e a ASE também podem ser relevantes no cálculo da evolução das potências ao longo da fibra. Nestes casos, algoritmos numéricos como o *Runge-Kutta 4* [3.16] ou o "*método das potências médias*" [3.17] ou ainda o "*algoritmo genético*" [3.18]-[3.19], costumam ser os métodos numéricos mais utilizados, entre outros [3.20]-[3.25]. Normalmente apresentado como método mais rápido e com menor problema de convergência da resposta, o método das potências médias consiste em reescrever a equação (3.01) em (3.09) onde a resolução do valor da potência para a variação de um comprimento de fibra elementar, ' dz ', pode ser aproximada por (3.10)

$$\begin{aligned} \pm \frac{\partial P_i^\pm(z)}{\partial z} &= X \cdot P_i^\pm(z) + Y \\ X &= -a_i + \\ &\sum_{j>i} \frac{g_r(u_i-u_j)}{\Gamma \cdot A_{eff}} [P_j^+(z) + P_j^-(z)] \\ &- \sum_{j<i} \frac{u_i}{u_j} \frac{g_r(u_i-u_j)}{\Gamma \cdot A_{eff}} [P_j^+(z) + P_j^-(z)] \\ &- 2h u_i \sum_{j<i} \frac{u_i}{u_j} \frac{g_r(u_i-u_j)}{A_{eff}} (1 + h_{ij}) \Delta u_i \\ Y &= +g_i P_i^m(z, t) \\ &+ h u_i \sum_{j>i} \frac{g_r(u_i-u_j)}{A_{eff}} [P_j^+(z) + P_j^-(z)] (1 + h_{ij}) \Delta u_i \end{aligned} \quad (3.09)$$

A solução da equação (3.09) pode ser escrita como

$$P^{\pm}(z+dz) = P^{\pm}(z).G \quad (3.10)$$

onde $P^{\pm}(z+dz)$ é calculado a cada troço de fibra óptica de comprimento " dz ", dado pela potência de entrada neste troço, $P^{\pm}(z)$, multiplicada por um factor de ganho $G = \exp(X.dz)$. Removendo a dependência com o comprimento, é possível aproximar a potência $P^{\pm}(z)$ por uma potência num comprimento médio $\langle P^{\pm} \rangle$, calculada por [3.17].

$$\langle P^{\pm} \rangle = P^{\pm} \cdot \frac{G - 1}{\ln(G)} \quad (3.11)$$

3.3. Formulação matemática – Análise de campos

Uma outra análise deve ser feita quando considerarmos a transmissão de impulsos electromagnéticos propagando-se numa fibra óptica (meio dispersivo não linear). Esta análise considera todas as interacções não lineares que possam degradar um impulso óptico. Os principais efeitos de não linearidade que afectam um sinal óptico modulado são:

- Mistura de quatro ondas (FWM - *Four Wave Mixing*) [3.26];
- Auto modulação de fase (SFM - *Self Phase Modulation*) [3.27];
- Modulação cruzada de fase (XPM - *Cross Phase Modulation*) [3.28];
- Espalhamento Estimulado de Raman (SRS - *Stimulated Raman Scattering*) [3.29], e consequente efeito de ganho de Raman.

Considerando-se que o campo óptico mantém a polarização ao longo da propagação e que este sinal seja monocromático, podemos quantificar a evolução de um campo óptico dentro de uma fibra óptica, utilizando a equação não linear de *Schrödinger* [3.7], [3.31]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{a}{2} A + b_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{j}{2} b_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{j}{6} b_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = -jg |A|^2 A \quad (3.12)$$

onde 'A' é o sinal que modula a portadora óptica, 'z' é a distância percorrida até um determinado ponto na fibra, 't' o instante temporal, $i = -j = -\sqrt{-1}$, e 'g' é o parâmetro de não linearidade para uma frequência w_0 dado por

$$g = \frac{n_2 \cdot w_0}{c \cdot A_{eff}} = \frac{2 \cdot p \cdot n_2}{I_0 \cdot A_{eff}} \quad (3.13)$$

Os termos b_1 , b_2 , b_3 são os parâmetros de dispersão: o primeiro termo, refere-se a dispersão de primeira ordem relacionada a velocidade de grupo n_g de um impulso como sendo $b_1 = 1/n_g$; o segundo termo, b_2 , refere-se a dispersão da velocidade de grupo (*Group-Velocity Dispersion – GVD*) e o último termo, b_3 , é chamado coeficiente de dispersão de terceira ordem.

Entre os vários métodos numéricos utilizados para resolver a equação de Schrödinger, o "*Split-Step Fourier Method – SSFM*" é o método mais disseminado [3.7], [3.32]. Este método calcula separadamente a evolução dos valores da parte linear e da não linear, sendo que a parte linear é calculada no domínio da frequência e a parte não linear no domínio do tempo.

Para simplificar a resolução das equações, introduz-se uma variável de referência temporal ($T = t - b_1 \cdot z$) que se desloca juntamente com o impulso electromagnético ao longo da fibra.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{a}{2} A - \frac{j}{2} b_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{j}{6} b_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = -jg |A|^2 A \quad (3.14)$$

Assim, a equação de *Schrödinger* pode ser representada pelos operadores diferenciais \hat{D} , é a parte linear que representa a contribuição de atenuação e dispersão da fibra; e \hat{N} , a parte não linear que representa os efeitos não lineares numa fibra óptica.

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A(t, z) \quad (3.15)$$

onde

$$\hat{D} = -\frac{a}{2} - \frac{j}{2} b_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{j}{6} b_3 \frac{\partial^3}{\partial T^3} \quad (3.16)$$

$$\hat{N} = ig |A|^2 \quad (3.17)$$

Para utilização do método SSFM, primeiramente separamos apenas a parte linear da equação (3.15):

$$\frac{\partial A(T, z)}{\partial z} = \left(-\frac{a}{2} + \frac{j}{2} b_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{j}{6} b_3 \frac{\partial^3}{\partial T^3} \right) A(T, z) \quad (3.18)$$

Para obtenção da solução da derivada acima, utiliza-se a transformada de *Fourier* para realização dos cálculos no domínio da frequência e assim, através da conversão de tempo para frequência, facilitar a execução dos cálculos.

$$A(T, z) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} A(w, z) \cdot e^{-iwt} \cdot dw \quad (3.19)$$

Derivando-se ambos os lados da expressão acima, tem-se:

$$\frac{dA(T, z)}{dT} = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} A(w, z) \cdot \frac{d(e^{-iwt})}{dT} \cdot dw = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} A(w, z) \cdot (-iw)(e^{-iwt}) \cdot dw \quad (3.20)$$

Assim, conforme pode-se verificar na equação (3.20), o operador d/dT é substituído por $-iw$ no domínio da frequência e aplicando-se a transformada de *Fourier* em (3.18), tem-se:

$$F \left\{ \frac{\partial A(T, z)}{\partial z} \right\} = \frac{\partial A(w, z)}{\partial z} = \left(-\frac{a}{2} + \frac{j}{2} b_2 (jw)^2 + \frac{j}{6} b_3 (jw)^3 \right) A(w, z) \quad (3.21)$$

Aplicando integrais a ambos os lados da igualdade, obtém-se:

$$\int \frac{\partial A(w, z)}{A(w, z)} = \int \left(-\frac{a}{2} - \frac{j}{2} b_2 (w)^2 - \frac{j}{6} b_3 (w)^3 \right) dz \quad (3.22)$$

Resolvendo-se os integrais chega-se a:

$$\ln(A(w, z)) = \left(-\frac{a}{2} - \frac{j}{2} b_2 (w)^2 - \frac{j}{6} b_3 (w)^3 \right) z \quad (3.23)$$

Isolando $A(w, z)$, obtém-se a quantificação do campo "A" no domínio da frequência, devido as componentes de dispersão, em um determinado comprimento de fibra "z".

$$A(w, z) = e^{-\left(\frac{a}{2} + \frac{j}{2} b_2 (w)^2 + \frac{j}{6} b_3 (w)^3 \right) z} \quad (3.24)$$

Para se determinar a variação do campo electromagnético em função do comprimento da fibra, determina-se $A(w, z + \Delta z)$, como a variação do campo depois de um comprimento de fibra 'dz', obtendo-se:

$$A(w, z + \Delta z) = A(w, z).e^{-\left(\frac{a}{2} + \frac{j}{2}b_2(w)^2 + \frac{j}{6}b_3(w)^3\right)\Delta z} \quad (3.25)$$

Uma vez calculadas as contribuições lineares de atenuação e dispersão para um campo electromagnético $A(w, z + \Delta z)$ através do operador \hat{D} , é preciso obter as contribuições não lineares para o mesmo campo, através do uso do operador \hat{N} . Assim, de (3.14), (3.15), (3.17), têm-se para a parte não linear:

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} = jg |A(t, z)|^2 A(t, z) \quad (3.26)$$

onde a solução para (3.26) é dada por:

$$A(t, z + \Delta z) = A(t, z).e^{\hat{N} \cdot \Delta z} = A(t, z).e^{-jg(|A(t, z)|^2)\Delta z} \quad (3.27)$$

Introduzindo-se a influência de outros campos electromagnéticos vizinhos, denotados por $A_i(t, z)$ e $A_j(t, z)$, reescrevemos a equação de *Schrödinger* (3.14) como

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} + \frac{a}{2}A_i - \frac{j}{2}b_2 \frac{\partial^2 A_i}{\partial T^2} - \frac{j}{6}b_3 \frac{\partial^3 A_i}{\partial T^3} = -jg \left(|A_i(t, z)|^2 + 2 \sum_{j \neq i} |A_j(t, z)|^2 \right) A_i(t, z) \quad (3.28)$$

Assim, isolando o termo não linear, tem-se

$$\frac{\partial A_i(t, z)}{\partial z} = jg \left(|A_i(t, z)|^2 + 2 \sum_{j \neq i} |A_j(t, z)|^2 \right) A_i(t, z) \quad (3.29)$$

A primeira parcela do lado direito da equação (3.29) representa a contribuição dos efeitos não lineares de auto-modulação de fase (SPM – *Self Phase Modulation*), enquanto a segunda parte, é referente ao efeito de modulação cruzada de fase (XPM – *Cross Phase Modulation*). A solução da equação (3.29) pode ser facilmente obtida, e expressa por:

$$\begin{aligned} A(t, z + \Delta z) &= A(t, z).e^{-jg \left(|A_i(t, z)|^2 + 2 \sum_{j \neq i} |A_j(t, z)|^2 \right) \Delta z} = \\ &= A(t, z).e^{-j(f_{SPM}(t, z) + f_{XPM}(t, z))} \end{aligned} \quad (3.30)$$

onde $f_{SPM}(t, z)$ é o fasor de auto-modulação de fase e $f_{XPM}(t, z)$ é o fasor de modulação cruzada, dados por:

$$f_{SPM}(t, z) = jg \left(|A_i(t, z)|^2 \right) \Delta z \quad (3.31)$$

$$f_{XPM}(t, z) = jg \left(2 \sum_{j \neq i} |A_j(t, z)|^2 \right) \Delta z \quad (3.32)$$

Paralelamente com estes dois efeitos, o espalhamento de Raman também ocorre entre dois campos electromagnéticos vizinhos. Assim, pode-se reescrever a equação de *Schrödinger* somente com o operador não linear introduzindo também o efeito do espalhamento de Raman, e ajustando os outros dois efeitos não lineares anteriormente descritos através de um factor f_r , indicativo da fracção de contribuição de Raman [3.4].

$$\frac{\partial A_i(t, z)}{\partial z} = jg \left(\begin{array}{l} (1 - f_r) \cdot |A_i(t, z)|^2 + \\ (1 - f_r) \cdot 2 \sum_{j \neq i} |A_j(t, z)|^2 + \\ 2 f_r \Delta z \int_0^\infty h_r(t) \cdot \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^N |A_k(t-t, z)|^2 dt \end{array} \right) A_i(t, z) \quad (3.33)$$

onde $h_r(t)$ é a função que representa a resposta de Raman para um deslocamento de frequência. Aplicando-se a transformada de *Fourier* para se relacionar a função em termos de frequência, tem-se

$$H_R(\omega) = R(H_R(\omega)) + j \cdot I(H_R(\omega)) \quad (3.34)$$

onde $R(H_R(\omega))$ é a parte real que fisicamente é associada às mudanças de índice induzidas por Raman, e $I(H_R(\omega))$ é a parte imaginária que relata o espectro de ganho de Raman [3.4].

A solução (3.33) em termos de fasores das contribuições não lineares, pode ser escrita como

$$A(t, z + \Delta z) = A(t, z) \cdot e^{-j(f_{SPM}(t, z) + f_{XPM}(t, z) + f_{SRS}(t, z))} \quad (3.35)$$

onde

$$f_{SRS}(t, z) = jg \left(2 f_r \Delta z \int_0^\infty h_r(t) \cdot \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^N |A_k(t-t, z)|^2 dt \right) A_i(t, z) \quad (3.36)$$

Paralelamente, a transferência de potências entre dois campos electromagnéticos devido ao efeito de Raman pode ser simplificada

descrita por (3.03) e (3.04), que em termos de campo pode ser resolvida através

$$A(t, z + \Delta z) = A(t, z) \cdot e^{\frac{1}{2}(g_{srs} - a_{srs})\Delta z} \quad (3.37)$$

onde

$$a_{srs}(t) = -2f_r g \cdot \frac{I_s}{I_p} \cdot F^{-1} \left\{ \sum_{\substack{k=1 \\ k < i}}^N |A_k(w, z)|^2 \cdot H_{woik}(w) \cdot I(H_R(w)) \right\} \quad (3.38)$$

$$g_{srs}(t) = -2f_r g \cdot F^{-1} \left\{ \sum_{\substack{k=1 \\ k > i}}^N |A_k(w, z)|^2 \cdot H_{woik}(w) \cdot I(H_R(w)) \right\} \quad (3.39)$$

e $H_{woik}(w)$ é dado por [3.30]

$$H_{woik}(w) = -2g \cdot H_{wo}(w) = si(j \cdot \frac{(a - jw \cdot (D \cdot (I_i - I_k))\Delta z)}{2}) \quad (3.40)$$

onde D é o coeficiente de dispersão da fibra.

A Figura 3.6 representa o diagrama esquemático genérico de cálculo dos efeitos lineares e não lineares descritos, de modo genérico para 3 campos electromagnéticos (baseado em [3.31]). Através do diagrama e da notação de sub-índice adoptada, é possível notar mais claramente a influência dos efeitos não lineares provocados por campos vizinhos.

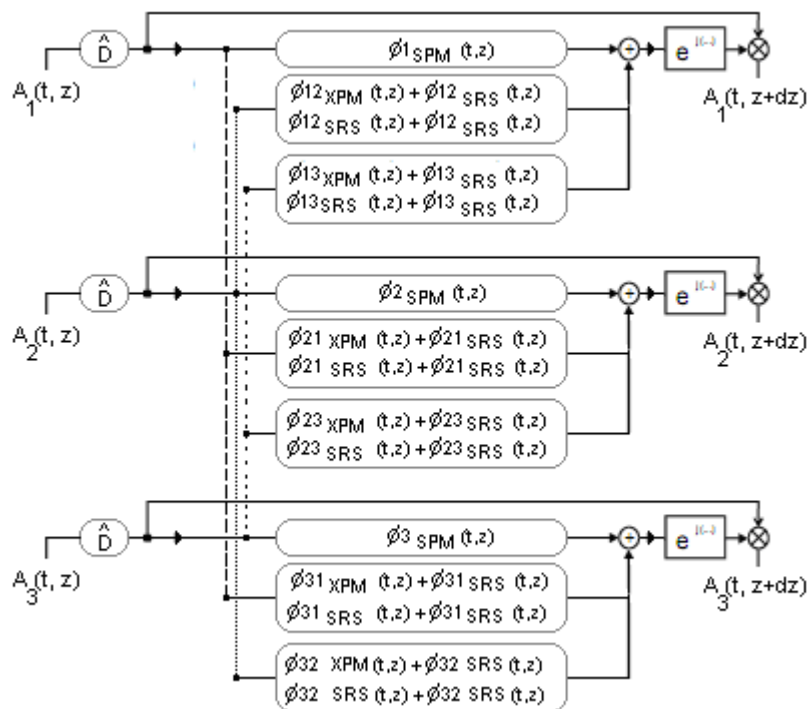


Figura 3.6 - Diagrama representativo da influência dos efeitos não-lineares (exemplificado para a propagação de 3 campos electromagnéticos).

Uma vez determinadas as modelizações matemáticas do sistema de amplificação de Raman, novos estudos baseados nesta tecnologia podem ser realizados. Em especial, a secção 4.2 apresenta um dos casos desenvolvidos, o qual se considerou a amplificação de Raman e o uso do efeito de espalhamento de Rayleigh para promover uma cavidade virtual no interior da fibra e, deste modo, poder ter o efeito de laser.

3.4. Formulação matemática – Amplificação de Raman auto bombeada utilizando espalhamento de Rayleigh

Com o crescente aumento da procura por serviços de telecomunicações, os sistemas de transmissão WDM (*Wavelength-Division Multiplexing*) tem sido uma das principais opções para construir redes ópticas de alta capacidade e aumentar a capacidade das redes já implantadas, mantendo-se o baixo custo. Contudo, o número de canais disponíveis actualmente tem sido limitado principalmente pela largura de banda do ganho dos amplificadores ópticos utilizados. Assim, verifica-se a necessidade contínua de desenvolvimento e aprimoramento de amplificadores ópticos que operem na expansão das bandas ópticas actuais, operando por exemplo em

bandas como a S (1460-1530 nm) [3.33] e as L (1565-1625 nm) e U (1625-1675 nm) [3.34].

A amplificação de Raman tem sido particularmente reconhecida como grande opção para explorar bandas alternativas, devido à sua flexibilidade no comprimento de onda de operação e obtenção de ganho, além de proverem alto ganho e ao mesmo tempo baixa emissão espontânea.

Por outro lado, para se obter amplificação de Raman é necessário ter altas potências de bomba, as quais actualmente reflectem em altos custos de implementação. Adicionalmente, o alto ganho requerido para compensar longos comprimentos de fibra ou altas perdas por atenuação em divisores que são característicos em redes de acesso, é inevitavelmente acompanhado do aumento de penalidades associadas aos fenómenos intrínsecos não lineares, como por exemplo os efeitos não lineares de refacção e do espalhamento de *Rayleigh* (RB - *Rayleigh Backscattering*).

O espalhamento de *Rayleigh* ocorre quando uma fracção de um feixe de luz espalhada é reflectida em sentido contrário ao que se propagava numa fibra óptica. Esta reflexão é conhecida como espalhamento simples de *Rayleigh* (SRB - *Simple Rayleigh backscattering*). Parte desta potência reflectida é novamente reflectida, ou seja, no mesmo sentido do feixe inicial, e é chamada de espalhamento duplo de *Rayleigh* (DRB - *Double Rayleigh backscattering*) [3.35], [3.36]. SRB e DRB são tidos como os principais ruídos em amplificação de Raman mas podem ser controlados através do perfil da fibra óptica ou pelo controle de potência [3.37]. Assim, RB tem sido modelado e caracterizado por diversos autores [3.35]-[3.38].

Como este processo de múltiplas reflexões é espontâneo e caótico, podem ocorrer fracos e instáveis efeitos de laser [3.39], contudo, este fenómeno tem sido observado apenas como um factor de ruído que atrapalha a transmissão do sinal [3.40], [3.41].

Em uma configuração comum de um amplificador de Raman, o sinal amplificado deve estar posicionado a aproximadamente 13 THz abaixo da frequência da bomba para sofrer maior ganho. Para obtenção de uma configuração de segunda ordem [3.42], colocam-se nos extremos da fibra de transmissão, um par de elementos reflectores sintonizados com frequência central desfasada de 13 THz abaixo da(s) frequência(s) da(s) bomba(s). Estes elementos são responsáveis por criar uma cavidade ressonante. A acção destes elementos reflectores, os quais são devidamente projectados para terem uma largura de reflexão muito estreita e configurados para operarem na região de maior amplificação da bomba, faz com que surja um efeito de laser centrado no comprimento de onda desses reflectores. Este laser possui suas características de potência controladas pelo perfil dos reflectores e pela potência da bomba que o gera. Este laser, por sua vez, gerará o perfil de ganho de Raman podendo amplificar os sinais que possam estar a aproximadamente 13 THz abaixo de sua frequência central. Com esta técnica descrita, utilizando-se um simples laser de *Ytterbium* (Yb), os

quais operam aproximadamente em 1090 nm, é possível obter-se amplificação de Raman na banda C utilizando-se seis pares de redes de Bragg (reflectores) devidamente posicionados no espectro de frequências [3.43], [3.44].

Estas cavidades acima descritas são formadas pelo próprio meio de transmissão que podem apresentar algumas dezenas de quilômetros de fibras ópticas. Consequentemente, uma vez que o comprimento de onda de uma rede de Bragg (FBG – *Fiber Bragg Grating*) é dependente de características físicas como temperatura e tensão mecânica [3.45], um dos FBGs pode necessitar de um rigoroso controle de temperatura devido as possíveis diferenças entre as características ambientais nas quais estão os dois elementos deste par de reflectores inseridos.

Um efeito semelhante a este foi por nós experimentalmente analisado e caracterizado. Foi utilizado um laser de alta potência situado na banda E, responsável por gerar um perfil de amplificação de Raman na banda C, onde um conjunto de redes de Bragg é centrado e posicionado em uma das extremidades da fibra. Foi verificado que é possível controlar parte dos processos intrínsecos de reflexões internas da fibra em um determinado comprimento de onda, obtendo-se assim, uma cavidade ressonante. Esta cavidade, por sua vez, forma um laser o qual gera perfil de amplificação de Raman. Assim, dependente das potências da bomba na banda E e das características dos reflectores na banda C, tem-se perfil de ganho de Raman nas bandas L e U.

Considerando a compreensão física acima abordada, é importante realizar algumas considerações a respeito da modelização apresentada anteriormente (secções 3.2 e 3.3), de modo a entender a nova abordagem apresentada e, consequentemente, obter-se uma modelização adaptada para o efeito físico do subsistema de amplificação proposto.

3.4.1. Aproximação analítica

A equação diferencial (3.01) descreve o sistema de duas ou mais equações acopladas, que regem o efeito de Raman ao longo da fibra óptica. Para resolver esta equação, soluções numéricas são necessárias. Muitos métodos numéricos tem sido usados para se obterem estas soluções, e alguns autores tem reportado a dificuldade de estabilização destes processos devido as altas potências de bomba [3.46]. Nestes casos, normalmente os efeitos de espalhamento de *Rayleigh* resultam somente na transmissão de ruídos para o sinal [3.47].

Para os casos onde é considerada a existência de um regime de pequeno sinal, soluções analíticas são admitidas quando se minimizam os efeitos de depleção da bomba.

A Figura 3.7 (a) apresenta duas estreitas fatias de comprimento ' dz ' de uma fibra óptica onde são representados: um sinal transmitido ao longo desta fibra e os efeitos de espalhamento simples (SRB) e duplo (DRB) de *Rayleigh*. Uma análise mais detalhada do comportamento das potências que se propagam por uma fatia de fibra pode ser verificada na Figura 3.7 (b), onde, para cada distância ' dz ' verifica-se a amplificação (G), atenuação (L) bem como reflexões destas potências inerentes a esta fatia.

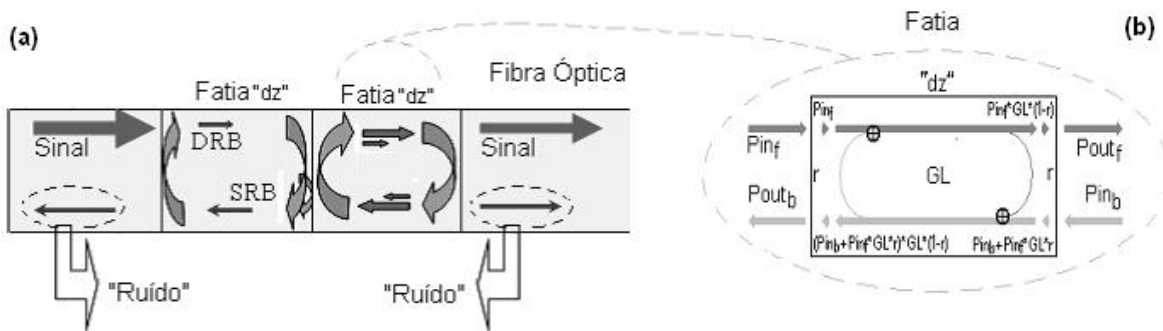


Figura 3.7 – Em (a) a propagação de um sinal em um trecho de fibra é representada juntamente com os múltiplos espalhamentos de Rayleigh Simples (SRB) e duplo (DRB); e, em (b) são representados os efeitos de atenuação e ganho (GL) e também reflexões em cada uma das fatias de comprimento ' dz ' da fibra da fibra.

Uma vez que para obter este efeito é necessário utilizar-se de bomba de alta potência, e que os processos de solução numérica de equações acopladas apresentam lentidão e possíveis problemas de estabilização, optou-se pela implementação de uma aproximação analítica.

Para tal, o método da matriz de transferência é aplicado, considerando-se assim um bloco de comprimento ' dz ', onde as condições de fronteira são ditadas pelas reflexões de Rayleigh, e internamente as condições de atenuação, amplificação e depleção são simplificadas analiticamente, como já sugerido na Figura 3.7 (b).

Assim, de forma simplificada, a potência óptica ao longo de uma fibra, em uma determinada fatia de comprimento infinitesimal ' dz ', sofre os efeitos de amplificação e atenuação designados por GL, pode ser expressa por:

$$P_j(z) = P_{j-1} \cdot GL \tag{3.41}$$

onde GL é o factor obtido através de uma aproximação de um caso sem depleção da potência da bomba, e é expresso por:

$$GL = \exp \left[-a_i(z_2 - z_1) + w \cdot \frac{g_R}{A_{eff}} P_j(0) \left(\frac{e^{-a_x z_1} - e^{-a_x z_2}}{a_x} \right) \right] \quad (3.42)$$

onde, i e j são as referências às duas ondas de frequências diferentes. O coeficiente w assume dois valores diferentes dependendo da relação de valores de frequências das ondas designadas por i e j . Para $i > j$, tem-se que a variável w recebe o valor 1 ($w=1$), descrevendo que há transferência de potência que resulta em amplificação da onda de frequência j pela onda de frequência i ; e, para o caso onde a relação de frequências apresenta $i < j$, w assume o valor $w = -n_i/n_j$ relação esta que indica a depleção da potência da onda de frequência i , devido a transferência à onda j .

Nesta solução, o factor a_x representa o coeficiente de atenuação da fibra óptica na frequência da onda i , que por simplificação é utilizado ($a_x = a_j$). As variáveis z_1 e z_2 são os limites inicial e final do comprimento ' dz ' da estreita fatia de fibra óptica.

Como utilizam-se altas potências de bomba para a obtenção do efeito acima descrito, introduziu-se a contribuição devido a depleção de modo aproximado na solução analítica.

Para reintroduzir a contribuição da depleção e se obter um resultado mais próximo do real, uma vez que esta foi simplificada para prover uma aproximação analítica, utilizou-se um outro artifício de aproximação numérica, o qual transforma a depleção em um factor adicional de atenuação da onda em questão. Desta forma, o parâmetro de atenuação a_x é redefinido por:

$$a_{xj} = \left[a_j + \frac{g_R}{A_{eff}} P_{i_{z-dz}} \right] \quad (3.43)$$

Numericamente, para se obter a solução deste método é necessário inicializar as potências contra-propagantes desconhecidas e as contribuições de ASE com um valor de semente dada pelas perdas introduzidas pelos ruídos (6º termo da equação (3.01)). Assim, no primeiro laço de iteração, que varre a fibra do início ($z=0$) ao fim ($z=L$), as iterações de cada fatia de fibra com suas vizinhas consideram apenas as ondas co-propagantes e os ruídos iniciais na fibra. No segundo laço, de $z=L$ para $z=0$, as potências contra-propagantes em cada fatia são obtidas dos valores de potências nas faces da fatia obtidos no cálculo do laço anterior.

Uma vez definido o processo de modelização, os resultados obtidos estão apresentados no capítulo de resultados desta tecnologia (capítulo 4.2)

Dos estudos abordados com a tecnologia de amplificação de Raman, também foi elaborado um estudo buscando desenvolver um regenerador 2R, o qual é descrito no capítulo a seguir.

3.5. Largura de Banda de Transferência de Potência entre Bomba e Sinal em Amplificação de Raman.

Um outro conceito, envolvendo a transferência de energia de uma bomba de modo controlado foi proposto, baseado na teoria apresentada por *Fludger* [3.48] na transferência da intensidade de ruído relativo (RIN – *Relative Intensity Noise*) da bomba para o sinal.

Considerando este princípio, em um primeiro momento será apresentada a análise de transferência de ruído flutuante na bomba de Raman para o caso em que a bombagem é co-propagante e também no qual não são considerados os efeitos dispersivos da fibra óptica (um caso ideal). Num segundo momento, os efeitos dispersivos são introduzidos de forma a poder verificar-se a diferença entre comprimentos de onda ideal ou o perfil de dispersão mais adequado. Será verificado que a dispersão cromática tem um efeito relevante na largura de banda deste processo, e como tal, necessita de ser cuidadosamente calculada.

Assim, para equacionar o problema, a variação da amplitude da bomba numa fibra, não considerando a dispersão cromática, pode ser aproximada por:

$$P_p(f) = P_{po} (1 + m \cdot \cos f) \quad (3.44)$$

onde P_{po} é a potência de bomba acoplada na fibra, m o índice de modulação e f é a fase variável. Assumindo que a propagação é em regime em pequeno sinal e conseqüentemente com depleção da bomba desprezível, podemos calcular o ganho através da expressão

$$G = \exp[-a_s L + C_r L_{eff} P_{po} (1 + m \cdot \cos f)] \quad (3.45)$$

onde a_s é a atenuação no comprimento de onda do sinal, L é o comprimento de fibra óptica no qual se pretende obter o efeito, C_r é o coeficiente de ganho de Raman da fibra e L_{eff} é o comprimento efectivo, dado por

$$L_{eff} = \frac{(1 - e^{-a_p \cdot L})}{a_p} \quad (3.46)$$

O ganho G pode ser aproximado em termos de ganho médio $\langle Gr \rangle$ por;

$$G = \langle Gr \rangle \exp[-a_s L + C_r L_{eff} P_{p0} (1 + m \cdot \cos f)] \quad (3.47)$$

O produto $m \cdot P_{p0}$ (modulação da bomba) pode ser expresso em termos de flutuação média quadrática $\langle dP_p^2 \rangle$ e a eficiência de ganho de Raman pode ser expresso em termos do ganho G_r (em unidades lineares) por:

$$P_{p0} m = \sqrt{2} \sqrt{\langle dP_p^2 \rangle} \quad (3.48)$$

$$\ln(G_r) = C_r P_{p0} L_{eff} \quad (3.49)$$

resultando em:

$$G = \langle Gr \rangle \left(1 + \ln(G_r) \sqrt{2} \frac{\sqrt{\langle dP_p^2 \rangle}}{P_{p0}} \cos f \right) \quad (3.50)$$

Se o nível DC do ganho não for considerado, o ruído instantâneo no sinal pode ser obtido por:

$$\frac{dG}{\langle G \rangle} = \left(\ln(G_r) \sqrt{2} \frac{\sqrt{\langle dP_p^2 \rangle}}{P_{p0}} \cos f \right) \quad (3.51)$$

A intensidade relativa do ruído (RIN), r_s , é definida pela razão entre a média quadrática da flutuação da potência óptica $\langle dP_s^2 \rangle$ pelo quadrado da média da potência média $\langle P_s \rangle$ e pode ser obtida através da integração da flutuação média quadrática do ganho para todas as fases f .

$$r_s = \frac{\langle \langle dP_s^2 \rangle \rangle}{\langle P_s^2 \rangle} = \frac{1}{2p} \int_0^{2p} \left(\frac{dG}{\langle G \rangle} \right)^2 df = \frac{\langle \langle dP_p^2 \rangle \rangle}{\langle P_{p0}^2 \rangle} \ln(G_r) = r_p \cdot \ln(G_r) \quad (3.52)$$

onde rp é a intensidade relativa de ruído do laser bomba em unidades lineares, definida por:

$$rp = \frac{\langle\langle dP_p^2 \rangle\rangle}{\langle P_{p0}^2 \rangle} \quad (3.53)$$

A flutuação instantânea da potência de bomba e sua influência no sinal, podem ser observadas em termos de ruído instantâneo e adaptadas para um conceito onde esta flutuação (em termos de intensidade relativa de ruído (*RIN*)) é utilizada para modelizar a transferência da modulação para o sinal.

Em decibéis, dB, a intensidade relativa de ruído do sinal pode ser expressa por:

$$R_s = R_p + 20 \log(\ln(Gr)) \quad (3.54)$$

Esta equação sintetiza o pior caso de transferência de flutuação de ruído para o sinal quando não se considera a dispersão da fibra óptica em questão. A *RIN* para o sinal é determinada pela *RIN* da bomba adicionando um termo dependente do ganho.

Fludger [3.48] analisou ambos os casos co- e contra-propagante em fibras ópticas dispersivas. Foi verificado que a transferência da flutuação de ruído ocorre com larguras de banda mais baixas no caso do bombeio contra-propagante e mais altas para bombeio co-propagante, podendo ser quatro ordens de grandeza mais altas. Considerando este facto, foi analisado cuidadosamente o modo de como controlar a transferência das flutuações da bomba para o sinal, no caso co-propagante. Assim, se uma pequena modulação para a frequência ' f ' for aplicada ao bombeio, e assumindo-se a aproximação de bombeio não depletado, a potência da bomba pode ser estimada em um instante de tempo ' t ' e um ponto ' z ' ao longo da fibra dado por:

$$\begin{aligned} P_p(z, t) &= P_{p0} \cdot e^{-\alpha_p z} (1 + m \cdot \sin(2pft - k_p z) + f) \\ &= P_{p0} \cdot e^{-\alpha_p z} (1 + m \cdot \sin(2pft(t - \frac{z}{V_p})) + f) \end{aligned} \quad (3.55)$$

onde α_p é a atenuação da fibra para o comprimento de onda da bomba, k_p é a constante de propagação, V_p é a velocidade de grupo para o comprimento de onda da bomba, m é o índice de modulação e f é a fase de modulação. Se uma frente de onda for considerada como referência viajando na mesma

velocidade de grupo do sinal (V_s), tem-se que $z = V_s t$, e assim, pode-se reescrever a equação da potência da bomba apenas em função do tempo por:

$$P_p(t) = P_{p0} \cdot e^{-a_p V_s t} \left(1 + m \cdot \sin\left(2pft \left(1 - \frac{V_s}{V_p} \right) \right) + f \right) \quad (3.56)$$

O efeito de dispersão na fibra ocasiona um comportamento oscilatório do ganho para um certo comprimento de onda. Quanto maior a dispersão, maior a frequência de oscilação do ganho.

A propagação da potência do sinal (P_s) pode ser descrita através das equações diferenciais

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_s} \frac{dP_s}{dt} &= -a_s P_s + Cr P_s(t) P_p(t) \\ \frac{1}{V_s} \frac{dP_s}{dt} &= -a_s P_s + Cr P_s(t) P_{p0} \cdot e^{-a_p V_s t} \left(1 + m \cdot \sin\left(2pft \left(1 - \frac{V_s}{V_p} \right) \right) + f \right) \end{aligned} \quad (3.57)$$

onde, rearranjando os termos acima, pode-se definir uma constante ' b ' em termos das velocidades de grupo do bombeio e do sinal, em termos da dispersão cromática ' D ' e da diferença de comprimentos de onda entre sinal e bomba (Δl)

$$b = 2p \left(1 - \frac{V_s}{V_p} \right) = 2p \cdot D \cdot \Delta l \cdot V_s \quad (3.58)$$

Integrando a equação diferencial da propagação da potência do sinal, do tempo ' 0 ' até o tempo ' T ', tem-se:

$$\begin{aligned} \int_{P_s(0)}^{P_s(T)} \frac{1}{P_s} dP_s &= \int_0^T -a_s V_s + Cr V_s P_{p0} \cdot e^{-a_p V_s t} \left(1 + m \cdot \sin(bft + f) \right) dt \\ &= -a_s V_s T + Cr V_s P_{p0} \frac{(e^{-a_p V_s t})}{-a_p} + Cr V_s m P_{p0} \cdot \int e^{-a_p V_s t} \sin(bft + f) dt \end{aligned} \quad (3.59)$$

O ganho instantâneo G pode ser expresso em termos de ganho médio $\langle Gr \rangle$, por

$$G = \exp[-a_s V_s T + C_r P_{p0} \left(\frac{1 - e^{-a_p V_s T}}{a_p} \right) + Cr V_s m P_{p0} \cdot \int_0^T e^{-a_p V_s t} \sin(bft + f) dt]$$

$$G = \langle Gr \rangle \exp[Cr V_s m P_{p0} \cdot \int_0^T e^{-a_p V_s t} \sin(bft + f) dt] \quad (3.60)$$

O ganho instantâneo para pequenas modulações pode ser aproximado por:

$$G = \langle Gr \rangle \cdot [1 + Cr V_s m P_{p0} \cdot \int_0^T e^{-a_p V_s t} \sin(bft + f) dt] \quad (3.61)$$

A flutuação instantânea do ganho ' dG ' é dada por:

$$\begin{aligned} dG &= \langle Gr \rangle \cdot Cr V_s m P_{p0} \cdot \int_0^T e^{-a_p V_s t} \sin(bft + f) dt \\ &= \langle Gr \rangle \cdot Cr \cdot m \cdot P_{p0} \frac{V_s}{(a_p V_s)^2 + (bf)^2} \cdot \\ &\quad \cdot [bf \cos(f) + a_p V_s \sin(f) - e^{-a_p V_s T} \cdot (a_p V_s \sin(bfT + f) + bf \cos(bfT + f))] \end{aligned} \quad (3.62)$$

O produto ' $m \cdot P_{p0}$ ' (modulação da bomba) pode ser expresso em termos da flutuação média quadrática $\langle dP_p^2 \rangle$ e a eficiência do ganho de Raman pode ser escrita em termos de quantidade de ganho de Raman adicionado na fibra (Gr em unidades lineares)

$$\begin{aligned} \frac{dG}{\langle Gr \rangle} &= \frac{\sqrt{\langle dP^2 \rangle}}{P_{p0}} \cdot \ln(Gr) \frac{\frac{V_s}{Leff} \sqrt{2}}{(a_p V_s)^2 + (bf)^2} \cdot \\ &\quad \cdot [bf \cos(f) + a_p V_s \sin(f) - e^{-a_p V_s T} \cdot (a_p V_s \sin(bfT + f) + bf \cos(bfT + f))] \end{aligned} \quad (3.63)$$

Usualmente, em comunicações ópticas, a razão entre a densidade espectral de ruído óptico e a potência média do sinal é denominado como intensidade relativa de ruído (RIN) que nada mais é do que a oscilação aleatória ou não da bomba que é transferida para o sinal.

$$r_s = \frac{\langle\langle dP_s^2 \rangle\rangle}{\langle P_s^2 \rangle} = \frac{1}{2p} \int_0^{2p} \left(\frac{dG}{\langle G \rangle} \right)^2 df = rp \cdot \ln(Gr)^2 \frac{\left(\frac{V_s}{L_{eff}} \right)^2}{(a_p V_s)^2 + (bf)^2} \cdot \left(1 - 2e^{-a_p V_s T} \cos(bfT) + e^{-2a_p V_s T} \right) \quad (3.64)$$

onde rp é o *RIN* do laser de bombeio. Substituindo a constante ' b ' (equação 3.58), o *RIN* do sinal (R_s) pode ser expresso em decibéis por

$$R_s = R_p + 20 \log(\ln(Gr)) + 10 \log \left(\frac{\left(\frac{V_s}{L_{eff}} \right)^2}{(a_p V_s)^2 + (2pD\Delta l \cdot L_f)^2} \left(1 - 2e^{-a_p L} \cos(2pD\Delta l \cdot L_f) + e^{-2a_p L} \right) \right) \quad (3.65)$$

que, para grandes comprimentos de fibra óptica, R_s pode ser simplificado por

$$R_s = R_p + 20 \log(\ln(Gr)) + 10 \log \left(\frac{\left(\frac{V_s}{L_{eff}} \right)^2}{(a_p V_s)^2 + (2pD\Delta l \cdot L_f)^2} \right) \quad (3.66)$$

Como a dispersão cromática na fibra óptica depende do comprimento de onda, esta contribui para que o(s) sinal(is) e a bomba se propaguem com velocidades diferentes, resultando no efeito chamado por "*walk off*". Em sistemas co-propagados, a dispersão actua também como um filtro passa baixa do *RIN*, com uma extinção de 20 dB por década. Para um enlace utilizando bombeio co-propagante, a frequência de corte a 3 dB pode ser aproximada pela expressão:

$$f_c = \frac{a_p}{2p \cdot D \cdot \Delta l} \quad (3.67)$$

A dispersão da fibra pode ser representada através da inclinação da dispersão (*Dispersion Slope* – g) e do comprimento de onda de dispersão zero da fibra l_o

$$D(l) = g \cdot (l - l_o) \quad (3.68)$$

Assim, a frequência de corte a -3 dB para um amplificador de Raman com bombeio co-propagante, pode ser expresso por

$$f_c = \frac{a_p}{2p \cdot g \cdot (I_s - I_p) \cdot \left(\frac{I_s + I_p}{2} - I_0\right)} \quad (3.69)$$

Considerando o equacionamento acima, verificou-se a possibilidade de estudar e propor um sistema que se induza a uma oscilação controlada de baixa amplitude na bomba e que se consiga transferir a maior oscilação possível para o sinal. Se esta modulação estiver sendo adequadamente induzida por uma amostra do sinal, a bomba terá uma espécie de modulação segundo o sinal transmitido e com amplitude adequadamente ajustada por uma função de ganho para resultar na amplificação e normalização do sinal. Para tal, deve-se projectar cuidadosamente as variáveis envolvidas de forma a se obter a melhor modulação da bomba e conseqüentemente, a regeneração ultra rápida completamente óptica do sinal.

Os resultados e as considerações desta modelização são apresentados no capítulo 4.3

3.6. Conclusões

Este capítulo foi concebido de modo a apresentar a teoria de amplificadores de Raman. Primeiramente, foi apresentada a teoria baseada na análise de potência, a qual se preocupa principalmente com a transferência de potência entre bomba, sinais envolvidos e ruídos na propagação das potências envolvidas no sistema.

Em um segundo momento, foi apresentada a teoria de campos electromagnéticos, onde as principais análises se concentram na avaliação das interferências dos efeitos não lineares envolvidos.

Para esta análise, uma aproximação analítica foi por nós aplicada para estimar a interferência dos espalhamentos simples e duplo de Rayleigh, que vai ser utilizada na explicação da formação de uma cavidade ressonante.

Por último, a análise teórica da transferência de ruído entre bomba e sinal foi apresentada, com o intuito de desenvolver um regenerador 2R óptico distribuído, com amplificação de Raman.

Esta abordagem teórica foi apresentada para suportar algumas aplicações apresentadas no capítulo 4. Em particular, será abordado a optimização de um sistema visando aplicação comercial de baixo custo e alto desempenho (capítulo 4.1); um método de controlo de um efeito não linear

normalmente depreciativo da transmissão como agente activo no desenvolvimento de um laser a fibra óptica utilizado na amplificação dual de Raman (capítulo 4.2); e por último, um método de aplicação da largura de banda de transferência de potência entre bomba e sinais, utilizado para amplificação 2R utilizando Raman (capítulo 4.3).

3.7. Referências Bibliográficas

- [3.1] G. P. Agrawal, *Fiber Optics Communication Systems*, 2nd ed ed. New York, USA: Academic, 1997.
- [3.2] R. H. Stolen and E. P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, pp. 276-278, 1973.
- [3.3] Y. Aoki, S. Kishida, H. Honmou, K. Washio, and M. Sugimoto, "Efficient backward and forward pumping CW Raman amplification for InGaAsP laser light in silica fibers," *Electronics Letters*, vol. 19, pp. 620-622, 1983.
- [3.4] M. N. Islam, "Raman Amplifiers for Telecommunications," *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, pp. 548-559, 2002.
- [3.5] S. Namiki and Y. Emori, "Ultrabroad-band Raman amplifiers pumped and gain-equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 7, pp. 3-14, 2001.
- [3.6] D. A. Wardle, "Raman Scattering in Optical Fibres," vol. Thesis of doctor: University of Auckland, 1999.
- [3.7] G. P. Agrawal, "Chapter 2 - Pulse Propagation in Fibers " in *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. ed. New York: Academic, 2001, pp. 31-62.
- [3.8] Y. Emori, S. Kado, and S. Namiki, "Independent Control of the Gain and Noise Figure Spectra of Raman Amplifiers Using Bi-Directional Pumping," in *Furukawa Review*, vol. 23, 2003, pp. 11.15.
- [3.9] M. Islam, "Chapter 1 - Overview of Raman amplification in Telecommunications," in *Raman Amplifiers for Telecommunications 1 – Physical Principles*: Springer, 2003, pp. 1-34.
- [3.10] C. HEADLEY and G. AGRAWAL, *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*: Academic Press, 2004.
- [3.11] G. Ravet, M. Wuilpart, J.-C. Froidure, M. Blondel, and P. Mégret, "Measurement of the distributed Raman Gain spectrum in single-mode optical fibers," *IEEE Laser and Electro-Optics Society Symposium*, pp. 242-245, 2002.
- [3.12] M. Islam, "Chapter 2 - Fundamentals of Raman Amplification in Fibers," in *Raman Amplifiers for Telecommunications 1 – Physical Principles*, R. H. Stolen, Ed.: Springer, 2003, pp. 35-59.
- [3.13] C. Sheng, M. Xiaoming, and L. Jinsong, "Effect of Pumping directions on the Performance of Fiber Raman Amplifiers Bi-directionally Pumped at Multiple Wavelengths," *Journal of Microwaves and Optoelectronics*, vol. 3, pp. 20-26, 2003.
- [3.14] I. Mandelbaum and M. Bolshtyansky, "Raman amplifier model in single-mode optical fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 1704-1706, 2003
- [3.15] A. El-Naser, A. Mohammed, and A. N. Z. Rashed, "Ultra wide band (UWB) of optical fiber Raman amplifiers in advanced optical communication networks," *Journal of Media and Communication Studies*, vol. 1, pp. 56–72, 2009.

- [3.16] X. Liu and B. Lee, "Effective shooting algorithm and its application to fiber amplifiers," *Optical Express*, vol. 11, pp. 1452-1461, 2003.
- [3.17] X. M. Liu, H. Y Zhang, and Y. L. Guo, "A novel method for Raman amplifier propagation equations," *IEEE, Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 392-394, 2003.
- [3.18] X. M. Liu and B. Lee, "Optimal design of fiber Raman amplifier based on hybrid genetic algorithm," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, pp. 428-430, 2004.
- [3.19] X. Liu and Y. Li, "Efficient algorithm and optimization for broadband Raman amplifiers," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 564-573, 2004.
- [3.20] X. Liu, "Fast and accurate algorithms for solving model equations of fibre amplifiers," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 6, pp. 961-970, 2004.
- [3.21] V. E. Perlin and H. G. Winful, "Optimal design of flat-gain wide-band fiber Raman amplifiers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, pp. 250-254, 2002.
- [3.22] X. Liu and B. Lee, "Optimal design for ultra-broad-band amplifier," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, pp. 3446-3455, 2003.
- [3.23] X. Liu, J. Chen, C. Lu, and X. Zhou, "Optimizing gain profile and noise performance for distributed fiber Raman amplifiers," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 6053-6066, 2004.
- [3.24] X. Liu and B. Lee, "Effective Algorithms and Their Applications in Fiber Transmission Systems," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 43, pp. 2492-2500, 2004.
- [3.25] M. Karásek and M. Menif, "Channel Addition/Removal Response in Raman Fiber Amplifiers: Modeling and Experimentation," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, pp. 1680, 2002.
- [3.26] G. P. Agrawal, "Chapter 10 - Parametric Processes " in *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. Academic ed. New York, 2001, pp. 389-444.
- [3.27] G. P. Agrawal, "Chapter 4 - Self-Phase Modulation," in *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. Academic ed. New York, 2001, pp. 97-134.
- [3.28] G. P. Agrawal, "Chapter 7 - Cross-Phase Modulation," in *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. Academic ed. New York, 2001, pp. 260-297.
- [3.29] G. P. Agrawal, "Chapter 8 - Stimulated Raman Scattering," in *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. Academic ed. New York, 2001, pp. 298-354.
- [3.30] "VPI Component Maker™ - Fiber Amplifier," Virtual Photonics Incorporated, 2002.
- [3.31] J. Leibrich and W. Rosenkranz, "Efficient Numerical Simulation of Multi-Channel WDM Transmission Systems Limited by XPM," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, pp. 395-397, 2003.
- [3.32] O. V. Sinkin, R. Holzlohner, J. Zweck, and C. Menyuk, "Optimization of the Split-Step Fourier Method in Modeling Optical-Fiber Communications Systems," *IEEE J. of Lightwave Technol.*, vol. 21, pp. 61-68, 2003.
- [3.33] J. Bromage, H.J. Thiele, and L. E. Nelson, "Raman amplification in the S-band," presented at *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2002. OFC 2002* pp. 383-385, 2002.

- [3.34] C. R. S. Fludger, V. Handerek, and R. J. Mears, "Ultra-wide bandwidth Raman amplifiers," presented at *Optical Fiber Communication Conference - Technical Dig., Paper TuJ3*, pp. 60–62, 2002.
- [3.35] R. Essambre, P. Winzer, J. Bromage, and C. H. Kim, "Design of Bidirectionally Pumped Fiber Amplifiers Generating Double Rayleigh Backscattering," *Photonics Tech. Letters*, vol.14, pp. 914–916, 2002.
- [3.36] J. Park, N. Y. Kim, W. Choi, H. Lee, and N. Park, "Determination of Back-Scattering Coefficient From Third-Order Rayleigh Effect in a Raman Amplifier," *Photonics Tech. Letters*, vol. 16, pp. 1459–1461, 2004.
- [3.37] K. Tsujikawa, K. Tajima, and M. Ohashi, "Rayleigh scattering reduction method for silica-based optical fiber," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, pp. 1528-1532, 2000.
- [3.38] A. Kobaykov, S. Gray, and M. Vasilyev, "Quantitative analysis of Rayleigh crosstalk in Raman amplifiers," *Electronics Letters* vol. 39, pp. 732-733, 2003.
- [3.39] A. Teixeira, S. Stevan Jr., T. Silveira, R. Nogueira, G. M. Tosi Beleffi, D. Forin, and F. Curti, "Optical Gain Characteristics of Rayleigh Backscattered Lasing in Several Fibre Types," presented at *NOC 2005*, 2005.
- [3.40] P. B. Hansen, L. Eskildsen, A. J. Stentz, T. A. Strasser, J. Judkins, J. J. DeMarco, R. Pedrazzani, and D. J. DiGiovanni, "Rayleigh scattering limitations in distributed Raman pre-amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 159-161, 1998.
- [3.41] S. Faralli and F. D. Pasquale, "Impact of double Rayleigh scattering noise in distributed higher order Raman pumping schemes," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, pp. 804- 806, 2003.
- [3.42] J.-C. Bouteiller, K. Brar, S. Radic, J. Bromage, Z. Wang, and C. Headley, "Dual-order Raman pump providing improved noise figure and large gain bandwidth," presented at *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2002. OFC 2002 Anaheim, CA*, pp. FB3-1 - FB3-3, 2002.
- [3.43] D. I. Chang, H. K. Lee, and K. H. Kim, "Cascaded Raman fiber laser operating at 1.48 μ m," *Electronics Lett.*, vol.35, pp.1951-1952, 1999.
- [3.44] S. B. Papernyi, V. I. Karpov, and W. R. L. Clements, "Third order cascaded Raman amplification," presented at *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2002. OFC 2002 Anaheim, CA*, pp. FB4-1 - FB4-3, 2002.
- [3.45] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, 1st ed, Academic Press ed, 1999.
- [3.46] X. Liu and B. Lee, "A fast and stable method for Raman amplifier propagation equations," *Opt Express*, vol. 11, pp. 2163-2176, 2003.
- [3.47] S. Zhao-Xia, "Theoretical Analysis of Rayleigh Backscattering Noise in Fiber Raman Amplifiers " *Communications in Theoretical Physics* vol. 44, pp. 908, 2005.
- [3.48] C. R. S. Fludger, V. Handerek, and R. J. Mears, "Pump to Signal RIN Transfer in Raman Fiber Amplifiers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, pp. 1140-1148, 2001.

4. Amplificação de Raman – Aplicações

Considerando a teoria descrita no capítulo anterior a respeito da amplificação de Raman, alguns estudos de caso foram realizados. Primeiramente, destaca-se a otimização de uma rede de acesso onde foram maximizados o número de clientes e a comprimento de enlace, segundo parâmetros previamente estabelecidos (secção 4.1). Posteriormente, um estudo a respeito da utilização do espalhamento de Rayleigh [4.1] para o controle e geração de lasers a fibra utilizando o efeito de amplificação de Raman é pormenorizado (secção 4.2); e por fim, um estudo a respeito da utilização de amplificação de Raman para a concepção de um ultra rápido regenerador 2R (secção 4.3).

4.1. Otimização de uma rede de acesso – estudo de caso

Um dos principais focos de estudo actualmente encontra-se na optimização de redes de acesso, no sentido de poder optimizar a distribuição de um serviço na maior distância possível e para o maior número de clientes.

Comumente, estes sistemas preocupam-se a entregar sinais a um cliente (FTTH – Fiber to the Home) ou a vários clientes onde costumeiramente não utilizam componentes activos, chamados assim de redes ópticas passivas (PON – *Passive Optical Network*) e assim estão limitados a um alcance máximo de 20 km e uma derivação máxima de 1:64 utilizadores [4.2].

Para distribuição do sinal nas periferias das grandes metrópolis ou mesmo às cidades vizinhas é necessário a utilização de amplificadores para compensar o grande débito de potência devido à atenuação do sinal.

A utilização de amplificadores a fibra dopada com Érbio (EDFA) e/ou amplificador ópticos a semiconductor (SOA) na configuração de pré amplificador localizado no distribuidor de sinal e amplificador de potência no provedor, tem sido reportada para este fim [4.3]

Paralelamente, a utilização de Amplificação de Raman com bombeio bi-direcional também tem sido reportada em redes de acesso de logo alcance [4.4], de modo a fornecer amplificação distribuída do provedor até ao derivador, o que ajudaria a reduzir efeitos não lineares sobre o(s) sinal(is) que os outros amplificadores são mais susceptíveis a agregarem ao sistema.

A amplificação de Raman pode ser aplicada em sua configuração co-propagante. Isto resulta na concentração de dispositivos activos apenas no lado do provedor e não ao longo do sistema de transmissão.

Seguindo esta análise, apresenta-se um caso de estudo de uma rede de acesso onde, se desejou especificar o tipo de dispositivos necessários para transmitir um ou mais serviços por um troço de fibra óptica com um número mínimo de 512 clientes a uma taxa de transmissão de 10 Gb/s e uma distância máxima aproximado de 100 km. Para tal, são considerados: um divisor de 1 para 512 clientes, próximo dos receptores, e dispositivos de amplificação/regeneração posicionados próximos ao transmissor.

Um dos principais requisitos iniciais deste projecto foi a ausência de dispositivos activos no meio do sistema, ou seja, obrigando aos dispositivos de ganho estarem localizados junto aos transmissores com o objectivo final de reduzir os custos de manutenção da rede.

É normalizado que um sinal transmitido num sistema é tido como satisfatório quando este apresenta no receptor uma taxa de erro de bit (BER – *Bit Error Rate*) [4.5] inferior a 10^{-12} ou parâmetro equivalente, chamado de factor Q superior a 7.

Numa primeira aproximação, um orçamento de potência deve considerar as inserções do divisor e as perdas por conexão, além das perdas intrínsecas da fibra. Considerando um troço de 100 km de SMF ($100 * 0.2$ dB/Km) seguido de um divisor de 1x512, construído, por exemplo, por um conjunto de divisores comerciais em cascata [1x32 (16.6 dB) e 1x16 (12.9 dB)]; e um receptor óptico com sensibilidade de -27 dBm, tem-se que, para uma potência de sinal de aproximadamente 0 dBm é preciso que o mesmo sofra uma amplificação de aproximadamente 23 dB. A tabela 4.1 apresenta as atenuações impostas pelos diversos divisores comerciais encontrados, em função do número de derivações de cada divisor.

Tabela 4.1 - Perdas de inserção de divisores comerciais

Divisor	1x4	1x6	1x8	1x12	1x16	1x32
Número de derivações	4	6	8	12	16	32
Inserção de Perdas (dB)	6.8	8.7	9.9	12	12.9	16.6

Para este caso específico, os tradicionais EDFA ou SOA apresentam ganho discreto e unidireccional de aproximadamente 25 dB. Entretanto, como este projecto previa a possibilidade de utilização de componentes activos apenas nos extremos da rede, a escolha para amplificação foi explorar os Amplificadores de Raman.

A seguir, serão verificadas algumas características analisadas na sequência apresentada, as quais foram utilizadas para obter o resultado otimizado final.

Para a realização das análises e optimização do sistema proposto segundo os parâmetros desejados, foi utilizado a ferramenta de simulação VPITM [4.6].

4.1.1. Modulação do sinal

Uma das questões importantes de projecto é definir o tipo de modulação de sinal melhor apropriada para o sistema em questão. Actualmente, um dos formatos mais utilizados em sistemas de telecomunicações é o NRZ (NRZ - *Non-Return-to-Zero*). Entretanto, para sistemas com taxa de transmissão acima de 10 Gb/s, onde os efeitos de não linearidade começam a ser mais importantes que a degradação dos sinal devido a dispersão, o formato de modulação RZ (RZ - *Return to Zero*) pode apresentar melhores resultados que o NRZ [4.7].

Devido ao facto de que os sinais transmitidos em sistema de modulação RZ apresentarem maior largura de banda quando comparados com os sinais modulados no sistema NRZ, os sinais em RZ apresentam maior sensibilidade ao efeito de dispersão dos impulsos. Contudo, este efeito pode ser benéfico, uma vez que o impulso é alargado e consequentemente o pico decresce. Este alargamento de impulso devido a modulação RZ resulta em uma maior robustez do sinal em relação às distorções devido a não linearidade, uma vez que os efeitos não lineares são proporcionais a intensidade de potência do sinal. Outro ponto a ser considerado é a sensibilidade do receptor, que no caso de um sinal modulado RZ é melhor que para sinais NRZ de mesma potencia transmitida, resultando, por exemplo num aumento da distancia máxima de transmissão em relação ao outro formato de modulação. Por estes motivos supracitados, optou-se pela determinação de sinais RZ.

4.1.2. Arquitectura de amplificação

Uma vez determinado o tipo de amplificador a ser utilizado, e considerando-se que um dos requisitos de projecto é a ausência de dispositivos activos ao longo do sistema, resta verificar qual seria a melhor arquitectura de amplificação de Raman a se utilizar. Assim foram testados duas arquitecturas. A primeira, na qual é utilizado apenas uma bomba de Raman para a configuração co-propagante, e a segunda, onde introduzimos uma segunda bomba em cascata.

Uma rede de Bragg (FBG – *Fiber Bragg Grating*) [4.8] é posicionada entre o final do troço de fibra e o divisor, para reflectir a potência de bomba residual e reaproveitá-la como uma bomba contra-propagante de menor intensidade, além de restringir possíveis potências demasiadamente altas a chegarem nos clientes.

4.1.2.1. Amplificação com uma bomba co-propagante

A Figura 4.1 apresenta uma arquitectura bi-direccional usando apenas uma bomba denotada de $Pp1$. Verifica-se que existe um provedor de dados, que possui um transmissor e um receptor. Do outro lado do sistema, tem-se ' n ' clientes (utilizadores do sistema) também com receptores e transmissores. Identifica-se como sentido de descida (*downstream*) toda a transmissão realizada do provedor ao cliente, e sentido de subida (*upstream*), a transmissão que for enviada de um cliente para o Provedor. Na figura, identifica-se: SMF é uma fibra óptica de comprimento L , FBG é a rede de Bragg, Divisor é um dispositivo formado por um conjunto de divisores que definem o número máximo de utilizadores ($1 \times n$) e $Pp1$ (bomba) é o laser de bombeio de Raman.

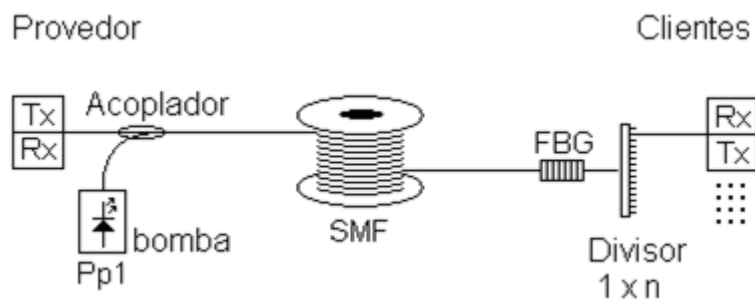


Figura 4.1 - Rede de Acesso com amplificação de Raman de uma bomba

Para este caso, procura-se a optimização da potência de bomba, procurando maximizar o valor do factor Q para diversos comprimentos de fibra óptica. Verificou-se que o valor de potência para o laser de bomba, que proporciona melhores resultados é $Pp1 = 1.1 \text{ W}$. Considerando-se este valor, a Figura 4.2 apresenta o desempenho do factor Q em função do comprimento da fibra óptica, para ambos os sentidos de propagação. Utilizando-se sinais denominados PsD no sentido de descida (provedor para cliente) e PsU para o sentido de subida, centrados em 193.1 THz (PsD) e 193.5 THz (PsU), ambos com potência de 1 mW , verificou-se que os melhores factores Q obtidos são $Q=14.3$ para sinais de descida e $Q=7.7$ para sinais de subida, para um sistema com distância máxima 60 km utilizando fibras SMF. Para comprimentos maiores, verifica-se a necessidade de compensação de dispersão para obter-se Q superiores a 7 .

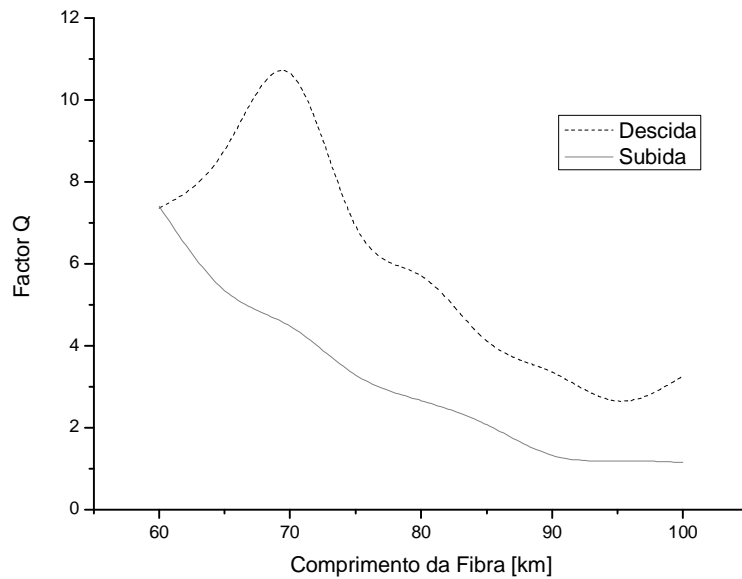


Figura 4.2 - Factor Q em função do comprimento da fibra SMF para a primeira arquitectura considerada (uma bomba de Raman).

Para melhorar a distância máxima do sistema, a compensação de dispersão torna-se necessária. Um dos métodos de compensação é a introdução de fibras específicas para este fim. As fibras de compensação de dispersão (DCF – *Dispersion Compensation Fiber*), como seu próprio nome diz, proporcionam o controlo da dispersão, pois possuem efeito contrário de dispersão referente as fibras SMF, compensando a distorção da fibra SMF. Estas fibras também apresentam maior sensibilidade às não linearidades, entre elas, destaca-se as melhores características de ganho de Raman, mas também apresentam maiores valores de atenuação se comparados com a SMF [4.9]. Em outras palavras, deve-se equilibrar o benefício de compensação da dispersão e melhor ganho de Raman, com os efeitos de distorção não lineares mais importantes devido as alta potências e a alta atenuação do sinal.

Assim, introduziu-se um módulo de DCF, entre a fibra SMF e o divisor. Procurou-se otimizar o comprimento de DCF para vários comprimentos de fibra SMF, sempre procurando otimizar o valor do factor Q e maximizar o comprimento da fibra SMF.

Utilizando um troço de fibra DCF de 8 km é possível obter-se um factor Q superior a 7 nos sentidos de subida e de descida de transmissão para um comprimento máximo de fibra SMF de 85 km, quando utiliza-se uma potencia de laser de bombeio $P_{p1} = 1.1 \text{ W}$, como mostrado na Figura 4.3, a variação do factor Q em função do comprimento da fibra SMF.

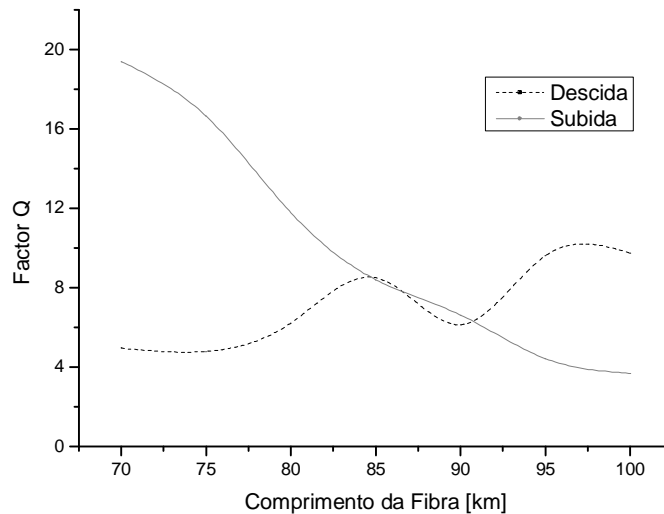


Figura 4.3 - Factor Q vs Comprimento de fibra SMF para uma potência de laser de bombeio de 1.1 W.

4.1.2.2. Amplificação com duas bombas co-propagantes

A próxima arquitectura analisada é de um sistema utilizando dois lasers de bombeio co-propagantes, conforme mostrado na Figura 4.4. Esta arquitectura apresenta uma bomba (*Pp1*) posicionada a +13,2 THz dos sinais e uma outra bomba (*Pp2*) a +13,2 THz da primeira, que a amplifica. Este tipo de amplificação é denominado de amplificação de segunda ordem. Uma vez que a bomba *Pp1*, que amplifica os sinais, vai ser amplificada por outra, *Pp2*, esta pode ter menor potência inicial, e assim, introduzir menores distorções nos sinais devido aos efeitos não lineares (que são proporcionais a alta potência).

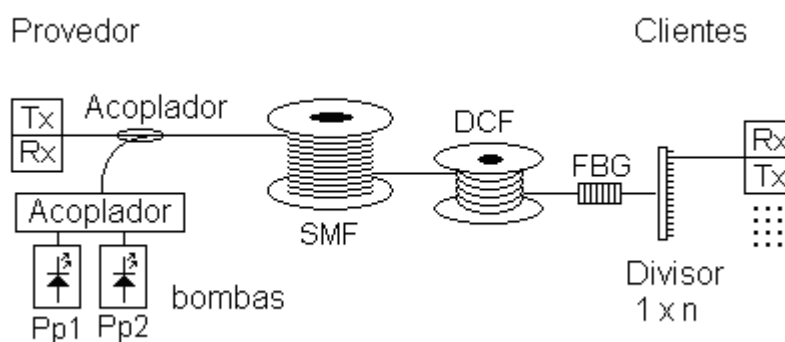


Figura 4.4 - Rede de acesso com amplificação de Raman com duas bombas.

Como no caso anterior, foi verificado a necessidade de compensar a dispersão através da introdução de um módulo de DCF após a fibra SMF, para conseguirmos alcançar uma distância de pelo menos 100 km de fibra. Uma vez que a introdução da DCF, por um lado compensa a dispersão, mas

por outro introduz grandes atenuações do sinal, verificou-se que, para esta distância, obtêm-se factor Q superior a 7 com diferentes comprimentos de DCF para os casos de transmissão de descida e de subida. No caso de descida, onde sinais e bomba estão em sentidos co-propagante e portanto, onde a DCF está posicionada no final da transmissão, obtêm-se factor Q superior a 7 para um comprimento de DCF de aproximadamente 4 km. Já para a transmissão de subida, onde sinais e bomba estão em sentidos contrários, ou seja são contra-propagantes, o factor Q superior a 7 é obtido apenas com um comprimento de 9 km de DCF.

Devido a este impasse do comprimento da DCF, testou-se uma topologia na qual se utilizou dois módulos de DCF, sendo uma em cada extremidade da fibra SMF. A primeira, logo após o acoplamento da bomba com o sinal, utilizada como meio de amplificação devido as suas características não lineares e foi denominada DCF_{pre} ; a segunda foi posicionada no outro extremo da fibra SMF, anterior ao divisor de clientes, responsável por compensar a dispersão, denominada de DCF_{pos} , conforme indicado na Figura 4.5.

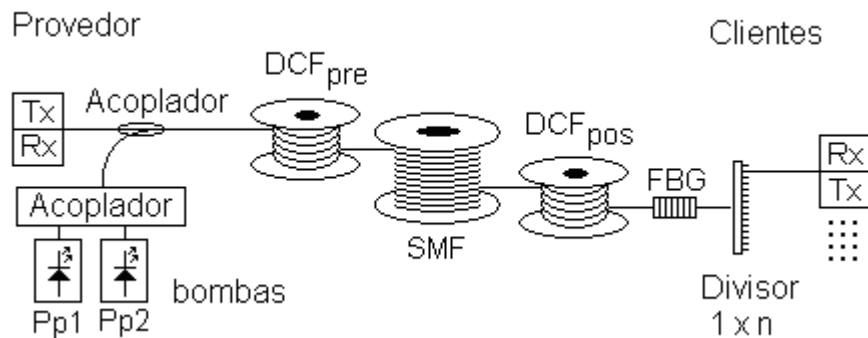


Figura 4.5 - Rede de acesso com amplificação de Raman com duas bombas e com dois módulos de DCF.

Nesta configuração, é preciso manter o comprimento máximo desejável da SMF, e o número mínimo de usuários. Para tal, optimizou-se o comprimento das duas fibras DCF, bem como a potência dos lasers de bombeio. Assim, foi verificado que a melhor configuração apresenta uma DCF_{pre} com 2 km e uma DCF_{pos} com 8 km. As potências dos sinais transmitidos foram optimizadas, sendo que os sinais de descida (PsD) foram fixados com 0.7 mW e sinais de subida (PsU) com 1.2 mw, conforme mostrado na Figura 4.6. As potências de lasers de bombeio foram optimizadas e os melhores valores de potência obtidos são $Pp1 = 0.5 W$ e $Pp2 = 0.9 W$, como mostrado no gráfico da Figura 4.7. Os diagramas de olho obtidos nos receptores tanto do cliente quanto do provedor, são mostradas na Figura 4.8, para os parâmetros optimizados supracitados.

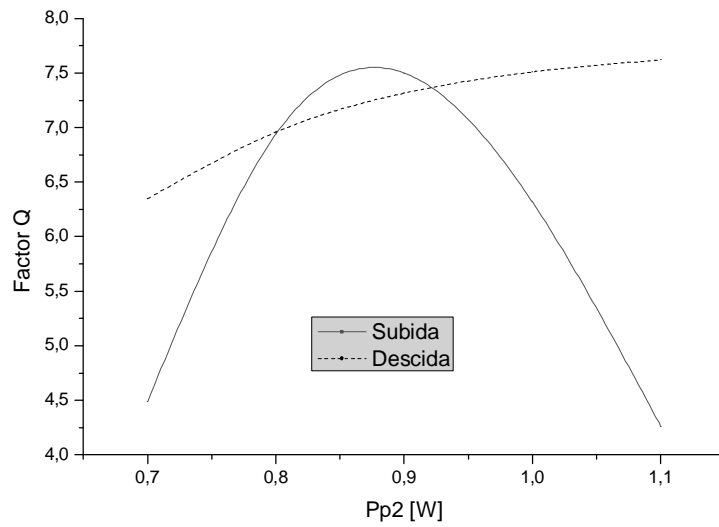


Figura 4.6 - Factor Q em função da $Pp2$, com $Pp1 = 0.5W$ e fibras: $DCFpre = 2$ km, $SMF = 100$ km e $DCFpos = 8$ km.

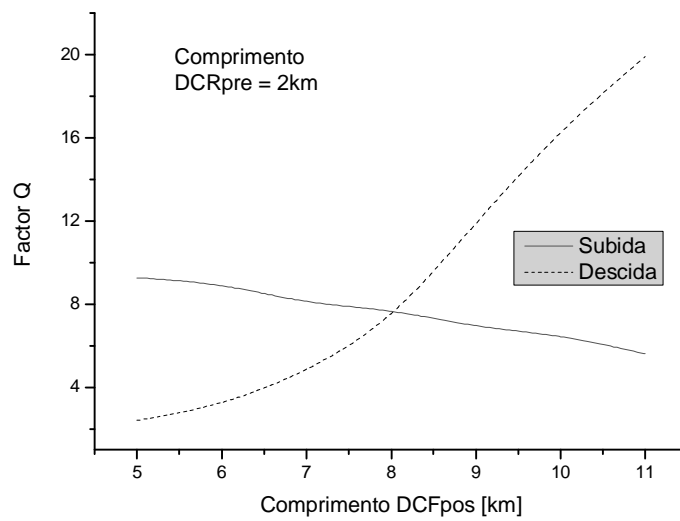


Figura 4.7 - Factor Q em função do comprimento da fibra $DCFpos$, com $DCFpre = 2$ km e $SMF = 100$ km, para $Pp1 = 0.5$ W e $Pp2 = 0.9$ W

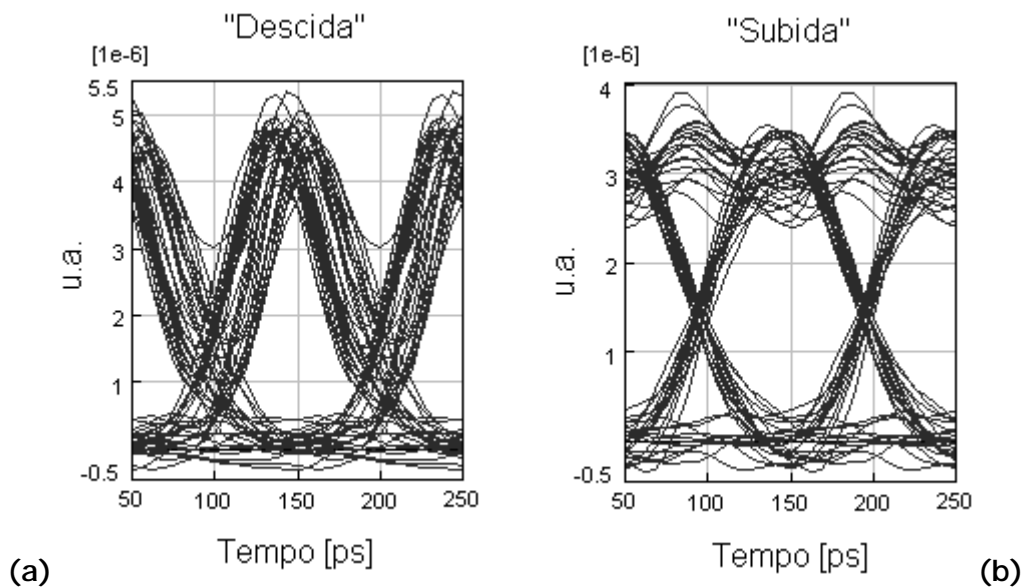


Figura 4.8 - Diagramas de olho para o sistema bidireccional otimizado. (a) no receptor do cliente, (b) no receptor do provedor

4.1.3. Capacidade do sistema

O sistema acima discutido, tem como característica pré-definida, o comprimento de fibra SMF fixo. Tentou-se até aqui otimizar os parâmetros envolvidos de modo a obtém-se as melhores características de transmissão, sempre monitorizadas pelo factor Q.

Uma vez otimizados os parâmetros dos dispositivos e do sistema para o comprimento de fibra fixo, iniciou-se os processos de maximização do comprimento de fibra, da verificação da influência do número de canais simultaneamente transmitidos e da optimização do número de utilizadores através da optimização do número de saídas do divisor de clientes.

4.1.3.1. Limitação de distância do sistema

A Figura 4.9 apresenta a variação do factor Q em função do comprimento da fibra SMF. É verificado que o sistema tem a distância máxima de transmissão de no máximo 102 km onde este comprimento é limitado pela transmissão de subida.

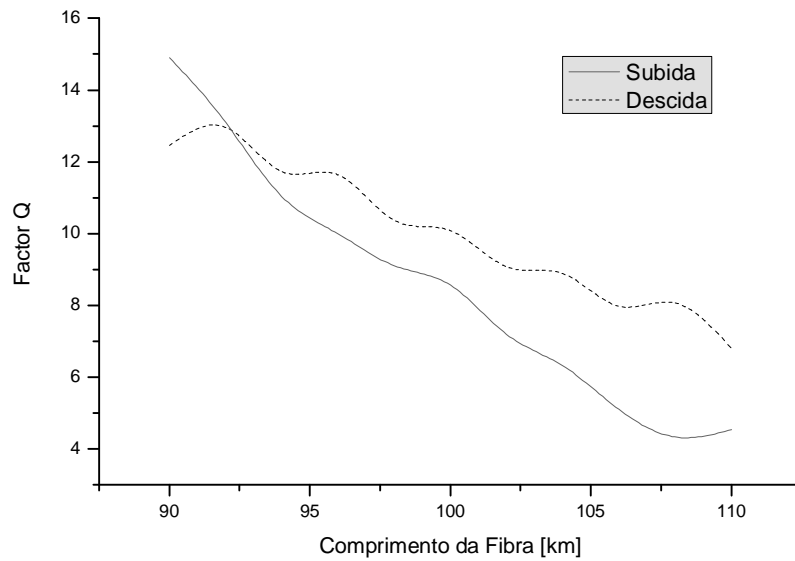


Figura 4.9 - Factor Q em função do comprimento de SMF. $DCF_{pre} = 2$ km, $DCF_{pos} = 8$ km; $P_{p1} = 0.5$ W; $P_{p2} = 0.9$ W; $P_{sD} = 0.7$ mW; e $P_{sU} = 1.2$ mW

4.1.3.2. Limitação do ritmo agregado

Foi analisada a influência de dois ou mais canais entre si, espaçados de 200 GHz. O primeiro canal de descida foi centrado em 193.1 THz e o primeiro canal de subida (P_{sD}) foi centra em 193.5 THz (P_{sU}). Foi verificado que a adição de canais é mais sensível no sentido de transmissão de descida. A Figura 4.10 mostra esta sensibilidade em ambos canais centrais P_{sD} e P_{sU} através do comportamento do factor Q quando introduzimos canais laterais no sentido de descida. Verifica-se uma limitação de 2 canais de descida. A mesma análise foi feita, mantendo-se um máximo de 2 canais de descida e aumentando-se os canais de subida. Verificou-se uma menor dependência do factor Q em função do número de canais, onde se verificou que mesmo com até 15 canais de subida (e 2 de descida) se consegue obter factor Q superior a 7, onde a limitação ainda está na transmissão de descida.

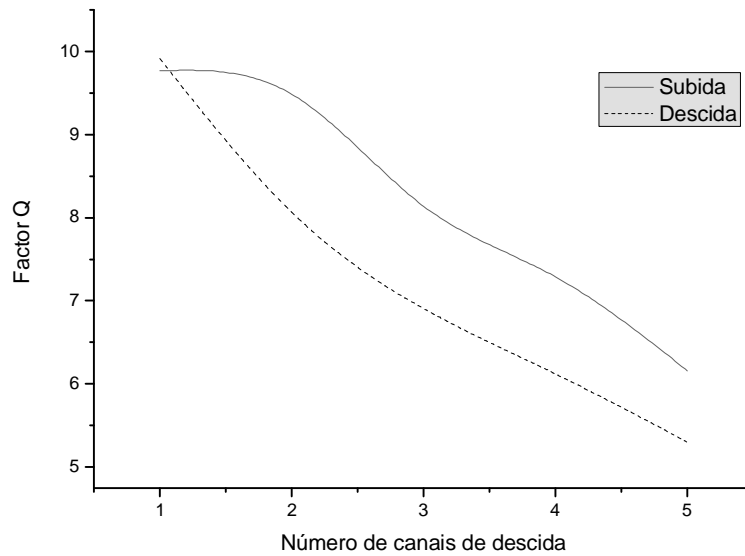


Figura 4.10 - Factor Q para os canais PsD (Descida) e PsU (subida) em função da adição de canais laterais de descida.

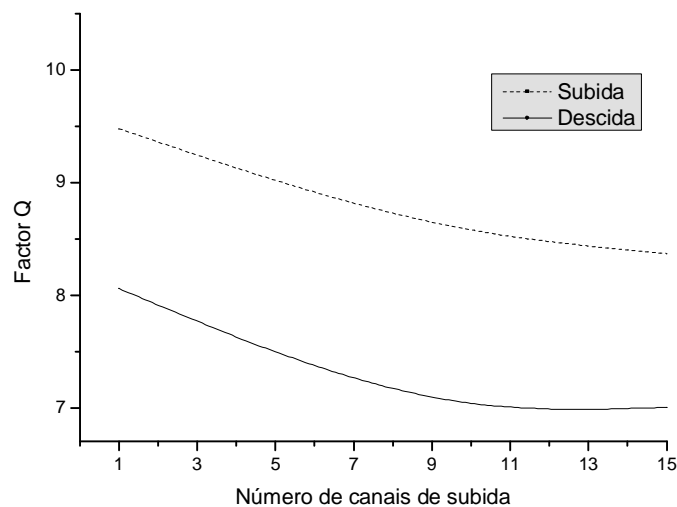


Figura 4.11 - Factor Q para os canais PsD (Descida) e PsU (subida) em função da adição de canais laterais de subida, com 2 canais de descida.

4.1.4. Número de clientes

Uma das principais características deste projecto é a determinação do número de utilizadores dada pelo número de saída do divisor de clientes, ou, em outras palavras, controlar a mínima perda de inserção deste divisor (SIL – *Splitter Insertion Loss*).

A condição proposta inicialmente foi de 512 clientes. A Tabela 4.2 apresenta os parâmetros de perdas de inserção para os derivadores

comerciais mais comuns. Para obtermos um total de 512 derivações é preciso realizar o cascadeamento de divisores. A Tabela 4.3 apresenta algumas combinações de modo a obtermos alguns exemplos de número de derivações. Para o proposto, podemos ter 16 derivadores de 32 saídas, cada um conectado em uma saída de um derivador de 1x16, totalizando de 512 saídas no total, e cada uma delas com perdas de inserção de 29.5 dB.

Tabela 4.2 - Parâmetros de divisores comerciais

Divisor	1x4	1x6	1x8	1x12	1x16	1x32
Número de derivações	4	6	8	12	16	32
Perdas de Inserção [dB]	6.8	8.7	9.9	12	12.9	16.6

Tabela 4.3 - Combinações de divisores

Combinações						Número de Derivações	Total de Perdas de Inserção [dB]
1x4	1x6	1x8	1x12	1x16	1x32		
0	1	0	0	2	0	1536	34.5
0	1	0	1	1	0	1152	33.6
1	0	0	0	2	0	1024	32.6
0	1	1	0	1	0	768	31.5
0	2	0	0	1	0	576	30.3
0	0	0	0	1	1	512	29.5
0	0	0	1	0	1	384	28.6
0	0	1	0	0	1	256	26.5

Com o valor das perdas de inserção parametrizado através dos divisores comerciais, podemos utilizar os outros parâmetros já pré otimizados ($SMF = 100$ km, $DCF_{pre} = 2$ km, $DCF_{pos} = 8$ km, $Pp1 = 0.5$ W e $Pp2 = 0.9$ W) para analisar o comportamento do fator Q em função da variação das perdas de inserção impostas pelo divisor, conforme apresentado pela Figura 4.12.

Verificou-se que para 100 km de SMF, a máxima perdas de inserção no divisor pode ser de aproximadamente 31.8 dB. Esta atenuação máxima pode ser obtida através de uma combinação diferente de divisores e pode ser equivalente a 576 clientes (ver tabela 4.3), considerando-se até 1.5 dB de perdas de conexão.

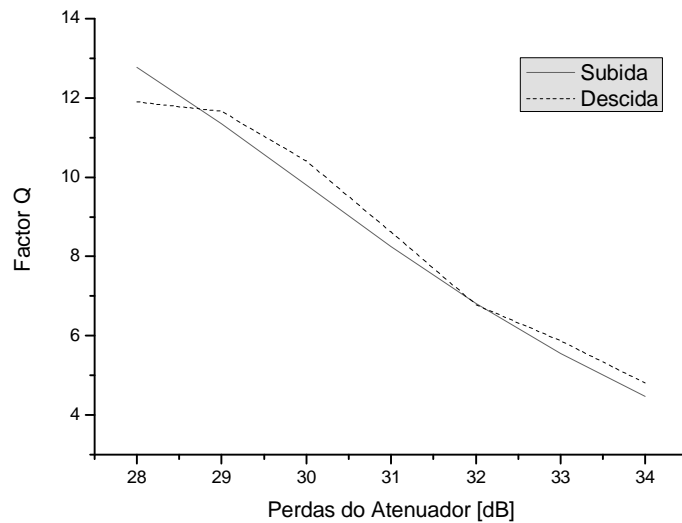


Figura 4.12 - Factor Q vs Perdas de inserção do divisor, considerando-se:
 $SMF = 100 \text{ km}$, $DCF_{pre} = 2 \text{ km}$, $DCF_{pos} = 8 \text{ km}$, $P_{p1} = 0.5 \text{ W}$ e
 $P_{p2} = 0.9 \text{ W}$

Uma outra análise foi realizada, onde se verificou a evolução do factor Q em função do comprimento da fibra SMF, para diferentes perdas de inserção do divisor. Esta análise é importante, visto que uma pequena diminuição no comprimento da fibra pode prover um significativo aumento do número de clientes possíveis. A Figura 4.13 apresenta três conjuntos de curvas para diferentes atenuações consideradas devido ao divisor, sendo: as curvas contínuas para o sinal na direcção de subida e as pontilhadas, para a de descida. Verifica-se que quando considera-se 30 dB de máxima perdas de inserção, o sistema pode ter 104 km de SMF (curvas com marcadores no formato de losangos), para 31 dB, podemos alcançar a 102 km (curvas com triângulos) e considerando-se 32 dB de perdas de inserção, apenas a 99 km (curvas com quadrados).

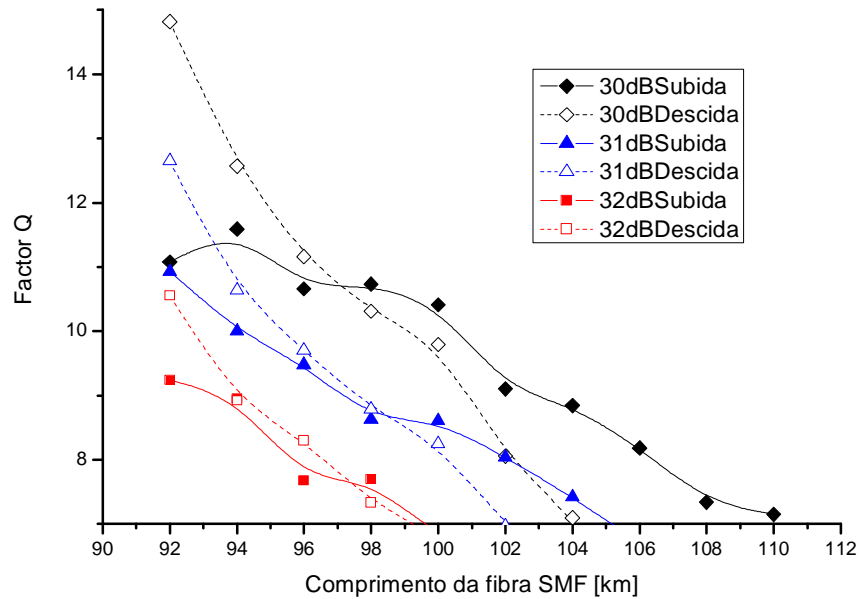


Figura 4.13 - Factor Q em função do comprimento da fibra SMF, considerando 3 valores diferentes para a atenuação devido ao divisor. Sinal de subida: curvas contínuas. Sinal de descida: curvas pontilhadas.

A Figura 4.14 apresenta a perdas de inserção em função do comprimento da fibra SMF, considerando-se ambos os sentidos de propagação apresentando factor Q superior a 7. Similarmente, a Figura 4.15 apresenta uma relação entre o número possível de clientes (auxiliada pela tabela 3.4) em função do comprimento da fibra SMF. Verificou-se que um sistema com 256 clientes pode alcançar até 120 km de distância. Para o objectivo inicial proposto (SMF = 100 km), verificou-se a possibilidade de estender o sistema a até 576 clientes. Entretanto, verificou-se que pequenas alterações podem resultar em melhoramento em algumas das características iniciais, como por exemplo, reduzindo-se a distância máxima para 95 km, o sistema pode comportar mais de 750 clientes (ou seja, mais de 50% da proposta inicial de clientes com uma redução de 5% na distância máxima).

Naturalmente, em um orçamento de potência final para o sistema em questão, além das compensações da atenuação da fibra e divisores, deve-se considerar o trecho final de atenuação média da fibra do divisor até o utilizador. Em um projecto final, também costuma-se acrescentar uma margem de segurança de até 3 dB.

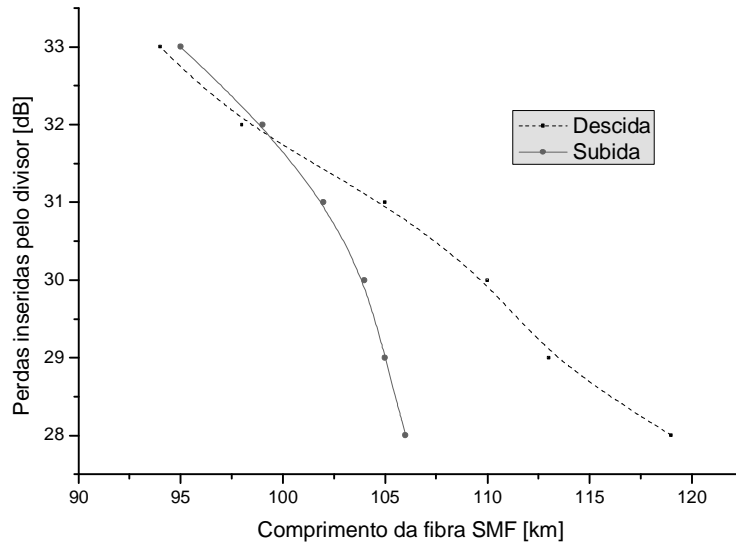


Figura 4.14 - Perdas de inserção do divisor vs comprimento da fibra SMF, para: *DCFpre* (2 km), *DCFpos* (8 km), *Pp1* (0.5 W), *Pp2* (0.9 W), *PsD* (0.7 mW) e *PsU* (1.2 mW).

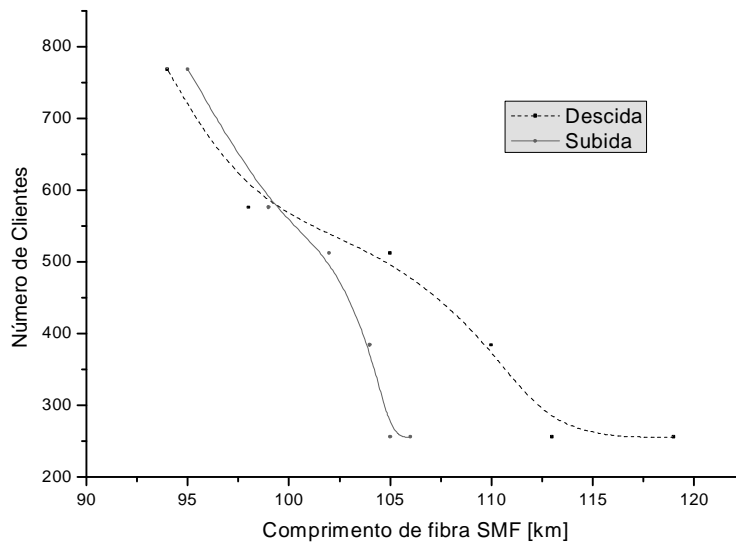


Figura 4.15 - Número de clients em função do comprimento da fibra SMF para, para: *DCFpre* (2 km), *DCFpos* (8 km), *Pp1* (0.5 W), *Pp2* (0.9 W), *PsD* (0.7 mW) e *PsU* (1.2 mW).

Para tentar maximizar as características de distância máxima e número de clientes do projecto, verificou-se a possibilidade do uso de codificação FEC (*Forward Error Correction* - FEC) [4.10]. Esta técnica baseia-se na adição de redundância na estrutura de dados, de tal modo que a degradação ou distorção sofrido pelo sinal durante a transmissão possa ser minimizada e os dados sejam bem recuperados pelo receptor. Uma evolução desta técnica chama-se *SUPER-FEC* pode aumentar a taxa de erro máxima aceitável de 10^{-12} para 10^{-3} . Baseado nesta técnica, um sistema operando a 10 Gbps e com comprimento de fibra de 110 km, amplificado por EDFA, com um divisor de 1024 caminhos, foi reportado.

Optimizando os parâmetros para um factor Q superior a 3 (técnica *SUPER-FEC*), verificou-se que sistemas com características diferentes poderiam resultar em maiores distâncias conseguidas pelo sistema. Assim, a melhor distribuição do sistema ocorreu para uma compensação de dispersão diferente, nomeadamente para dois módulos de fibra DCF de 4.5 km cada uma nos extremos da fibra SMF, onde podemos obter um comprimento máximo de 118 km de SMF, utilizando Pp1 de 0.5 W e Pp2 de 1.5 W e considerando-se um mínimo de 512 caminhos no divisor de clientes.

A Figura 4.16 apresenta a evolução do factor Q em função do comprimento da fibra SMF para dois sistemas diferentes. O primeiro, em curvas identificadas por triângulos, otimizado para a detecção normal (factor $Q > 7$) e o segundo, em linhas identificadas com quadrados, com recurso a codificação *Super-FEC* (factor $Q > 3$). Para o primeiro caso, verifica-se uma distância máxima de 75 km, enquanto que para o caso com a codificação *Super-FEC*, obtém-se uma distância máxima de até 118 km. Em ambos os casos, a distância máxima é limitada pela transmissão do provedor para o cliente (sentido de descida), denotado pelas curvas pontilhadas.

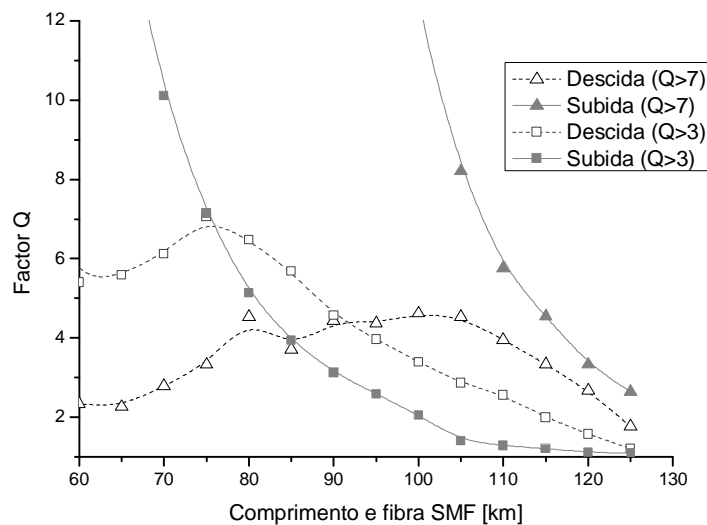


Figura 4.16 - Factor Q em função do comprimento da fibra SMF. Curvas com quadrados: sistema com parâmetros otimizados para detecção normal ($Q > 7$); e curvas com triângulos: codificação *Super-FEC* ($Q > 3$).

Similarmente como foi proposto na secção 4.1.4, uma redução no comprimento máximo da fibra SMF aumenta a possibilidade de perdas de inserção do divisor, podendo-se obter: 1024 clientes para um sistema com 122 km, e 2048 clientes para um sistema com no máximo 106 km de distância máxima.

4.2. Amplificação de Raman auto bombeada utilizando o espalhamento de Rayleigh

De acordo com a introdução teórica do Capítulo 3.4, esta secção apresenta os resultados experimentais da geração de um laser utilizando as propriedades de amplificação de Raman e elementos reflectores (FBG) associados ao espalhamento de Rayleigh.

Para tal, uma configuração co-propagante da amplificação de Raman foi utilizada e é reportada na Figura 4.17. Uma bomba de Raman na banda E (Laser de Raman da marca *Keopsys*) centrada em 1428 nm e com potência ajustável de até 1.5 W, foi acoplada em uma fibra de transmissão através de um acoplador WDM. Um circulador foi usado para proteger o laser de reflexões de alta potência e, ao mesmo tempo medir o espectro da potência reflectida. Foram utilizados três tipos de fibras ópticas para comparação nesta experiência, nomeadamente: Fibra com compensação de dispersão (DCF), Fibra com dispersão deslocada (DSF) e fibra com dispersão zero não deslocada (NZD), todas as fibras estão instaladas entre as cidades de Roma e Pomezia (Itália). A tabela 4.4 apresenta as principais características das fibras testadas.

Tabela 4. 3 – Parâmetros das fibras utilizadas (DCF, DSF, NZD)

Parâmetro \ tipo de fibra	DCF	DSF	NZD
Atenuação (a) [dB/km]		0.25	0.24
Dispersão (D) [ps/nm/km]	-99.5	1.5	2.54
Inclinação da Dispersão (S) [ps/nm ² /km]		0.05	0.06
Coefficiente de Ganho de Raman (Gr/Aeff) [10 ⁻³ m ⁻¹ W ⁻¹]	3.05		
Comprimento analisado (L) [km]	14	50	50

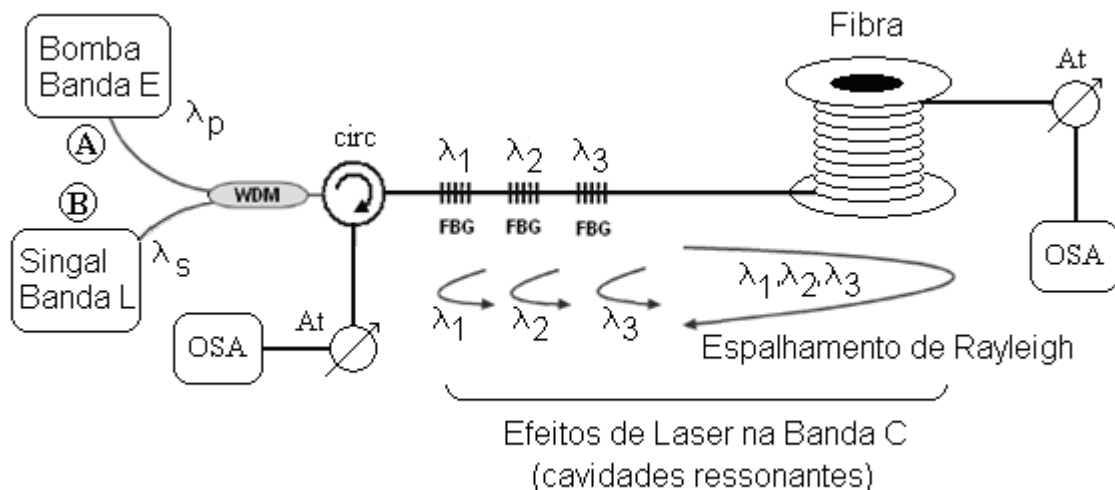


Figura 4.17 - Esquemático utilizado para obtenção do laser com amplificação de Raman. WDM coupler: acoplador de banda; Att: atenuador; OSA: Analisador de Espectros ópticos; FBG: redes de Bragg

Um conjunto de FBGs foi acoplado na entrada da fibra para induzir o controlo do efeito aleatório do espalhamento de Rayleigh. Cada FBG do conjunto apresenta reflectividade diferente mas todas com valores próximos de 95%, conforme mostra o espectro da Figura 4.18. Os comprimentos de onda centrais das FBG são: 1520, 1531.6, 1535.6, 1536.5 nm; com a possibilidade de termicamente serem optimizadas para optimização do perfil de ganho obtido nas bandas L e U.

Após a fibra óptica foi utilizado um atenuador fixo em 15 dB para reduzir a possibilidade de altas potências nos equipamentos de medida.

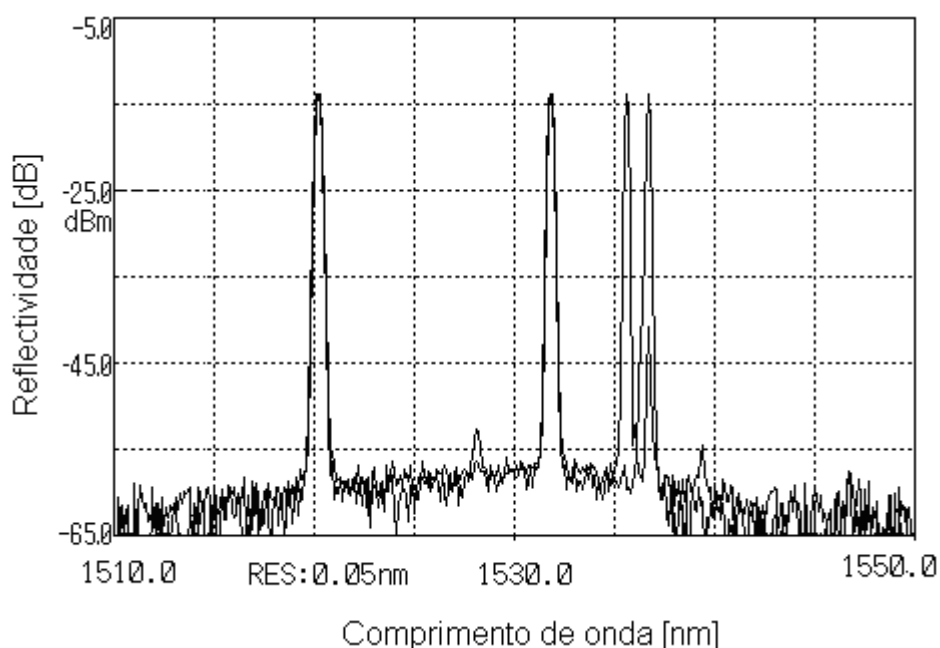


Figura 4.18 - Espectro de reflectividade das redes de Bragg.

Foram estudadas duas situações diferentes: a primeira, onde o conjunto de FBG não estava presente no esquemático apresentado, e a segunda, com o esquemático completo conforme descrito na Figura 4.17.

Considerando-se o primeiro cenário, onde o conjunto de FBG não estava presente, foi observado o efeito comum do espectro de ganho de Raman na banda C, para uma bomba de aproximadamente 350 mW, como apresentado na Figura 4.19 a). Quando a potência da bomba foi aumentada para 600 mW, verificou-se o surgimento de um laser instável devido ao espalhamento espontâneo de Rayleigh, como reportado na Figura 4.19 b). Este efeito tem comportamento aleatório e instável tanto em comprimento de onda quanto em potência.

O segundo cenário analisado, com 3 das FBG presentes no esquemático (1520, 1531.6, 1535.6 nm), utilizadas como elementos passivos para controlo do processo não linear aleatório. Assim, múltiplas cavidades ressonantes virtuais foram estabelecidas entre as FBG e o processo de espalhamento de Rayleigh ao longo da fibra óptica.

Uma vez que estas FBG são posicionadas no início da fibra, elas são responsáveis pela reflexão para dentro da fibra de alguns comprimentos

de onda de parte da ASE e também de alguns comprimentos de onda da potência reflectida pelo espalhamento de *Rayleigh*. Parte da potência reflectida pelas FBG é novamente reflectida ao longo da fibra através do efeito do espalhamento de Rayleigh, como se fossem elementos reflectores virtuais distribuídos internamente ao longo da fibra, gerando cavidades ressonantes em comprimentos de onda estáveis (comprimento de onda das FBG). Este efeito é por nós identificado de laser FBG-DRB.

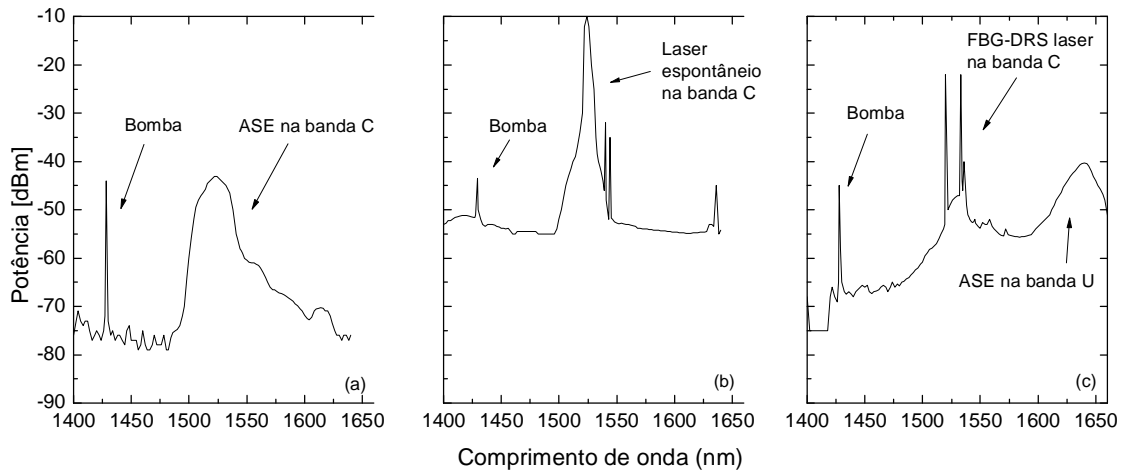


Figura 4.19 - Espectros para uma DCF de 14 km. a) ASE (Potencia de bomba = 0.3 W); b) Efeito de laser espontâneo para bomba de 0.6 W; c) laser FBG-DRB na banda C e consequente perfil de ganho nas bandas L e U, para bomba de 1.2 W.

Quando a potência de um laser FBG-DRB (gerado na banda C) é alta, ocorre o efeito de Raman gerando perfil de ganho nas bandas L e U. O processo de geração do laser FBG-DRB e a consequente estabilização do processo com emissão espontânea nas bandas L e U é reportado na Figura 4.19 c), onde para tal utilizou-se uma potência de bomba na banda E de 1.2 W.

A Figura 4.20 apresenta a evolução da potência de pico de saída para diferentes potências de bomba de entrada. Verifica-se que o laser mais eficiente é obtido utilizando-se a fibra DCF, para 1520 nm, onde a potência de limiar de obtenção do laser é de aproximadamente 350 mW.

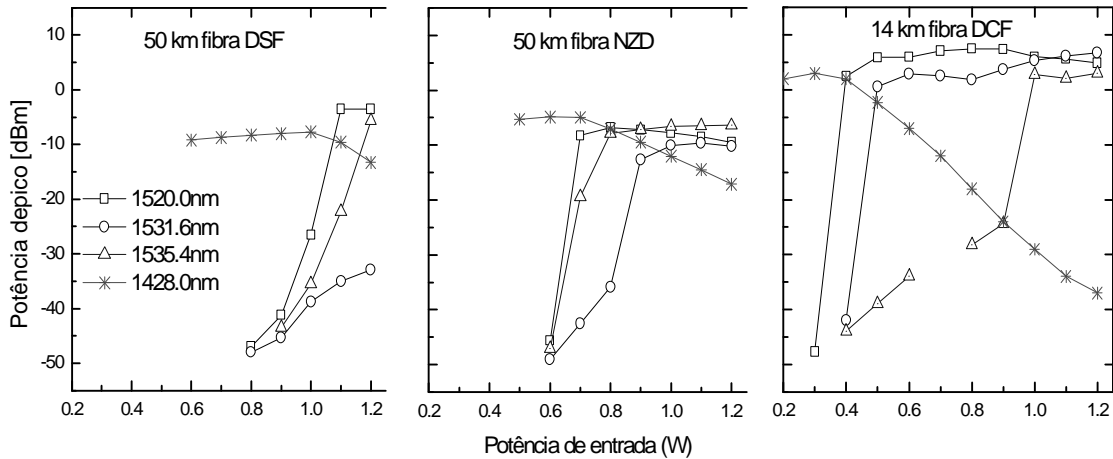


Figura 4.20. - Evolução das potências de pico do laser de bomba e dos lasers a fibra gerados em função da potência de bomba acoplada para diferentes tipos de fibra.

Na Figura 4.20 também é mostrado o efeito de depleção da potência da bomba (1428 nm) quando o efeito de laser ocorre. Verifica-se que o formato das curvas obtidas e a potência de limiar são diferentes devido às diferenças intrínsecas de cada fibra óptica testada. Assim, enquanto se obtém laser com uma potência de aproximadamente 350 mW para uma fibra DCF de 14 km, só se consegue obter o efeito de laser com pelo menos 800 mW para a fibra NZD e, para uma fibra DSF é preciso uma bomba de aproximadamente 1.1 W.

A Figura 4.21 a) apresenta os resultados de simulação deste processo, onde verifica-se que para uma potência de bomba de 29.3 dBm é possível visualizar o desempenho ao longo do comprimento da fibra óptica das densidades de potência entre as bandas E e U.

Devido ao facto deste processo de geração de laser não ser totalmente estável, o processo de simulação apresenta lenta estabilização ao longo da fibra, entretanto, as potências de fronteira, no início e no fim da fibra apresentam-se rapidamente estabilizadas. A Figura 4.21 b) apresenta a comparação experimental e numérica da geração de laser, para um comprimento de onda, onde verificamos o limiar de geração do laser, em torno de 350 mW.

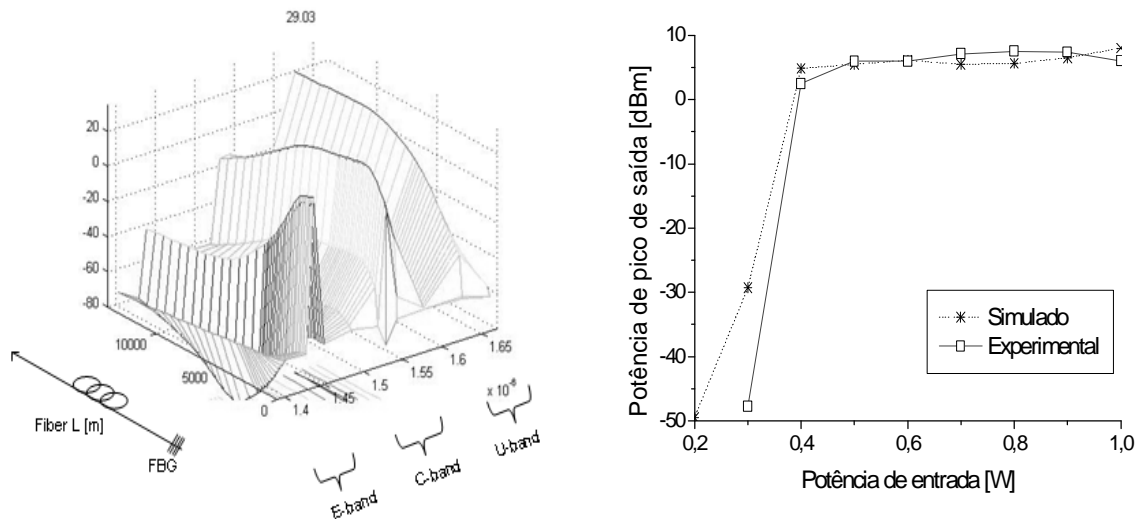


Figura 4.21 - a) Densidade espectral de potência óptica para uma fibra DCF (14 km) da banda E até a U; b) Potência de limiar de efeito de laser em 1520 nm.

Modificando-se termicamente o comprimento de onda das FBG verifica-se ser possível otimizar o perfil de ganho obtido nas bandas L+U. A Figura 4.22 apresenta a alteração do comprimento de onda de uma das redes de Bragg próxima de 1535.4 nm em aproximadamente 1 nm e a consequente modificação do perfil de ganho nas bandas L+U.

Em um segundo momento, considerando-se o mesmo esquemático da Figura 4.17 para o qual utiliza-se de uma fibra DCF, dois lasers externos foram modulados a 10 GHz via um modulador *Mach-Zendher* e acoplados na entrada B do acoplador WDM indicado no esquemático, para gerarem portadoras ópticas nas bandas "C" e "L+U", e podermos assim, estimar o ganho e figura de ruído da amplificação de Raman utilizando obtida pelo laser FBG-DRB gerado.

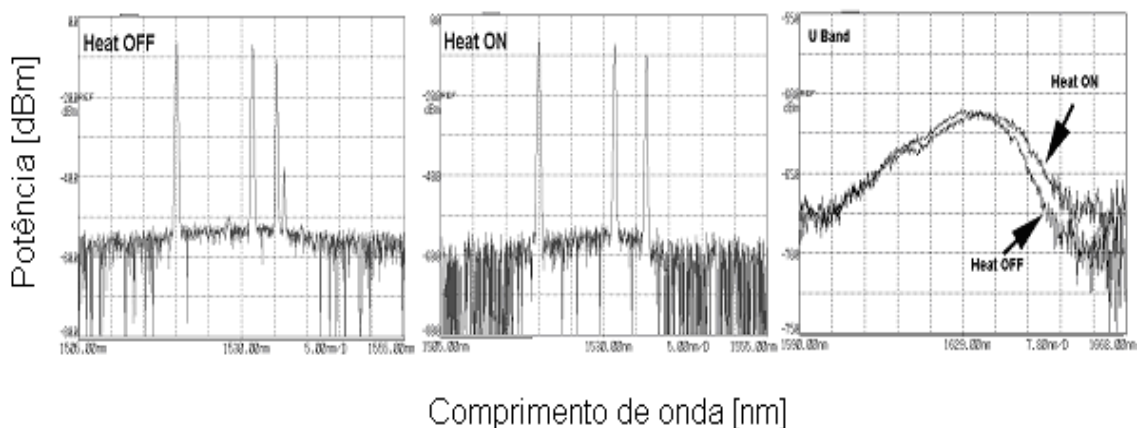


Figura 4.22 - Controle do perfil de ganho na banda L+U através do controle térmico do comprimento de onda das FBG.

A Figura 4.23 apresenta o ganho (lado esquerdo) e a figura de ruído (lado direito) nas bandas “C” e “L+U” para diferentes potências de bomba de Raman na banda E (entre 26 dBm e 30 dBm).

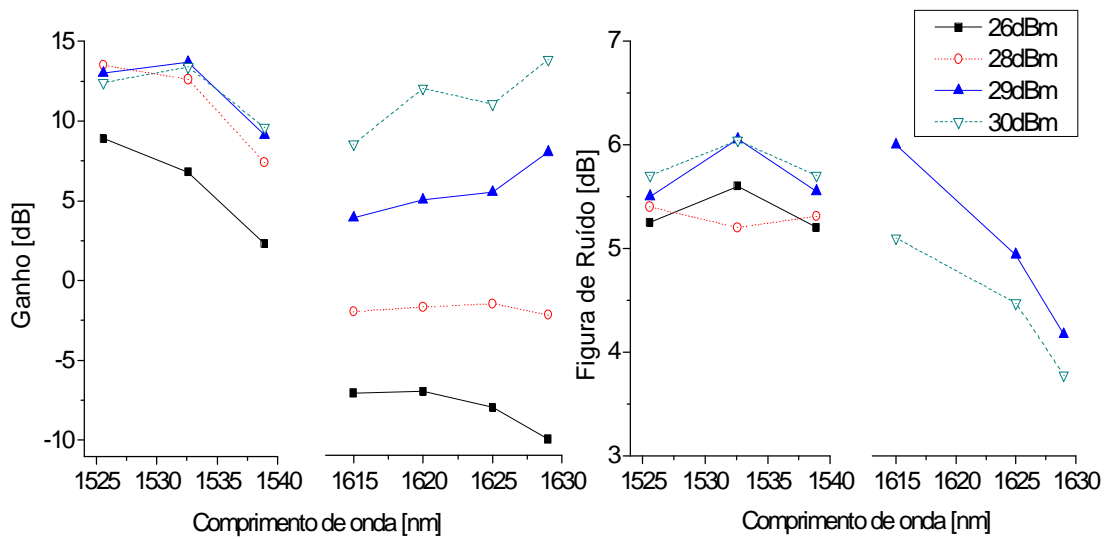


Figura 4.23 - Ganho (esquerda) e figura de ruído (direita) nas bandas C e L+U, para diferentes potências da bomba de Raman na banda E.

Da análise da Figura 4.23, verifica-se que quando a potência de bomba é de 30 dBm, o máximo ganho obtido nas bandas “L+U” é em torno de 14 dB e a figura de ruído máxima é de aproximadamente 5 dB.

4.3. Regeneração 2R com Amplificação de Raman.

Uma outra aplicação da amplificação de Raman foi por nós equacionada. Trata-se da possibilidade de utilizar este fenómeno de amplificação com características e parâmetros especiais para realizar regeneração 2R (re-amplificação e reformatação - *re-amplification and reshaping*) [4.11].

O objectivo é gerar um ganho variável que compense a deformação sofrida por sinais ao longo da propagação, como é o exemplo da atenuação, dispersão ou por qualquer outro efeito degenerativo.

O potencial desta proposta tem por base a potencial velocidade de resposta intrínseca a este fenómeno. O tempo de transiente para a amplificação de Raman é da ordem dos microsegundos para fibras longas [4.12] enquanto que, no caso da amplificação por fibra dopada este é apenas da ordem dos milisegundos [4.13].

A ideia principal é fazer com que o sinal que se propaga na fibra óptica sofra um efeito de Raman que, devido à modulação de bomba ter característica inversa à distorção do sinal, possa compensar e, ao memo

tempo, fazer a amplificação de amplitude com o baixo ruído deste tipo de amplificadores.

Para implementação da parte óptica do regenerador, propôs-se utilizar dois acopladores ópticos, sendo que o primeiro tem a função de extrair uma percentagem do sinal como amostra do formato, o qual será detectado por um fotodiodo PIN, submetido há uma amplificação eléctrica "G" e inserido em um modulador *Mach-Zehnder* "MZ" para modular uma Bomba de Raman " R_{pump} ", conforme sugerido na Figura 4.24. Um segundo acoplador tem função de devolver à fibra de propagação a potência de bomba adequadamente modulada.

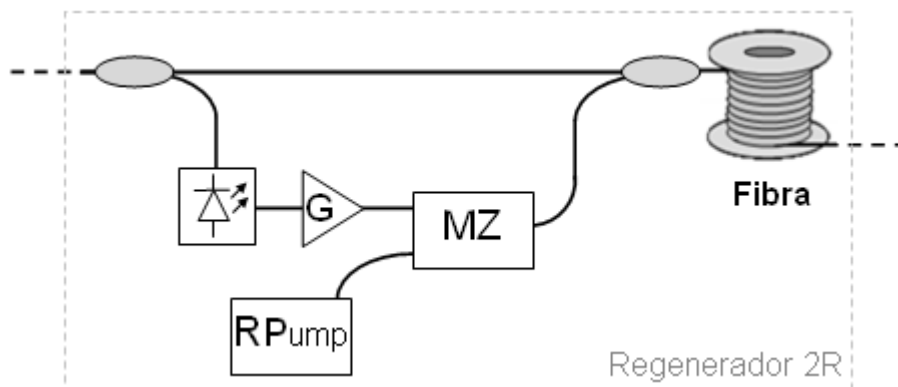


Figura 4.24 - Diagrama de um regenerador 2R com amplificação de Raman.

Para que o amplificador G detenha o efeito regenerativo desejado, o mesmo deverá fornecer maior amplificação para sinais de potência mais baixa e menor para sinais de potência mais alta, normalizando-os na entrada do modulador, conforme sugerido na Figura 4.25.

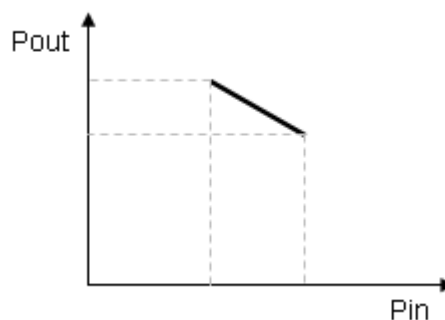


Figura 4.25 - Função de transferência desejada para o amplificador electrónico do regenerador 2R.

Para exemplificar a idéia, conseremos um sinal de entrada hipotético com amplitudes de pulsos não uniformes, ou seja, com variação de amplitude como representado na Figura 4.26. O formato mais adequado da função de amplificação (com característica inversa às imperfeições do sinal) e o resultado do sinal de saída, amplificado e equalizado também estão representados de forma a apresentar graficamente o processo de regeneração do sinal.

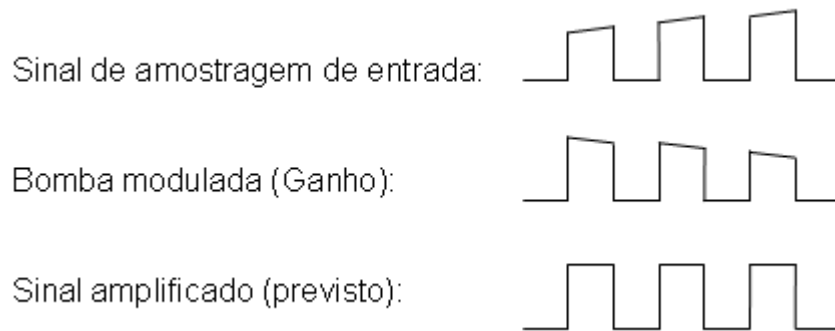


Figura 4.26 - Sinal de amostragem com amplitudes não uniformes, ganho (com característica de ganho inversa ao sinal) e sinal amplificado equalizado previsto para o regenerador com Raman.

Este conceito pode ser aplicado, projectando-se cuidadosamente os parâmetros de um amplificador de Raman modulado, controlando a variação da amplitude do impulso (sinal) de acordo com o necessário, ou seja, amplificando-se mais onde o sinal está mais baixo e menos, onde o sinal está mais alto. Para tal, utiliza-se a formulação de transferência desta variação imposta na bomba para o sinal, analogamente à apresentada por *Fludger* [4.14] na transferência da intensidade de ruído relativo (RIN – *Relative Intensity Noise*) da bomba para o sinal.

Considerando este princípio, apresenta-se a análise de transferência de ruído flutuante na bomba de Raman utilizando bombagem co-propagante, considerando-se os efeitos dispersivos da fibra.

Procurou-se equacionar as características necessárias para obtenção de um regenerador *2R* (re-amplificação e reformatação - *re-amplification and reshaping*), utilizando a modulação adequada da bombagem de um amplificador de Raman.

Para tal, verificou-se algumas características necessárias do regenerador. São elas:

- Relação entre comprimento de fibra máximo e frequência de corte de transferência de oscilação (RIN);
- Relação entre comprimento de fibra máximo e maior ganho a ser obtido;
- Relação entre potência de bombagem, ganho, ruído e efeitos não lineares;
- Relação entre o tipo de fibra mais apropriado (comprimento de onda de dispersão zero) e comprimento de onda de bombagem;
- Relação entre comprimentos de onda de sinal e bombagem em função da frequência de corte da transferência de oscilação (RIN).

Entre estas características a serem cuidadosamente analisadas, os objectivos mais breves são:

- Definir a frequência de corte desejada;
- Buscar relação óptica entre diferença de comprimento de ondas entre sinal e bombagem; e
- Verificar a relação entre comprimentos de onda de bombagem e sinal e o comprimento de onda de dispersão zero da fibra óptica; e por fim,
- Relacionar o tipo de fibra adequada com as características ópticas (*Dispersion Slope*, comprimento de onda de dispersão zero, Coeficiente de ganho de Raman).

Através da equação (3.69)* pode-se verificar algumas hipóteses e identificar os limites para se obter uma frequência de corte superior às taxas habituais de transmissão (por exemplo acima de 10 GHz). Através desta relação, verifica-se que há uma relação entre as características principais da fibra como inclinação da dispersão (*Dispersion Slope* – S), atenuação e comprimento de onda de dispersão zero (λ_0) e os comprimento de onda de bomba e sinal para que seja assegurada a frequência de corte superior a 10 GHz.

Considerando-se uma fibra HNLf, a qual tem como características: coeficiente não linear $15 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$; comprimento de onda de dispersão zero de 1545 nm, atenuação de 0.57 dB/km na terceira janela de comunicações e uma inclinação da dispersão (*Dispersion Slope*) $S= 0.03 \text{ ps/km/nm}^2$; podemos reescrever a equação (3.69), que descreve a frequência de corte de transferência do ruído e função das características da fibra em questão e também dos comprimentos de onda envolvidos, obtendo-se:

$$(\Delta l) \cdot (I_{\text{medio}} - I_0) = \frac{a_p}{2p \cdot g \cdot \omega_0 \cdot f_c} \quad (4.01)$$

onde $\Delta l = (l_s - l_p)$ é a diferença entre os comprimentos de onda de sinal e bomba; e $(I_{\text{medio}} - I_0) = \left(\frac{l_s + l_p}{2} - l_0\right)$ é a diferença entre a média dos comprimentos de onda do sinal e bomba e o comprimento de onda de dispersão zero (l_0).

A Figura 4.27 apresenta graficamente em termos de regiões, a relação entre as variações dos comprimentos de onda envolvidos em termos de Δl e $(I_{\text{medio}} - I_0)$. Verifica-se na figura que uma certa gama de valores de comprimentos de onda limita a frequência de corte possível para a transferência de oscilação da bomba para o sinal. Para frequências de corte maiores, verifica-se que os comprimentos de onda do sinal e da bomba devem estar muito próximos e estes muito próximos do comprimento de

* Equação (3.69): $f_c = \frac{a_p}{2p \cdot g \cdot (l_s - l_p) \cdot \left(\frac{l_s + l_p}{2} - l_0\right)}$

onda de dispersão zero da fibra em questão. Quanto menor a frequência de corte desejada, maior a diferença entre comprimentos de onda e consequentemente maior o ganho de Raman que pode ser obtido.

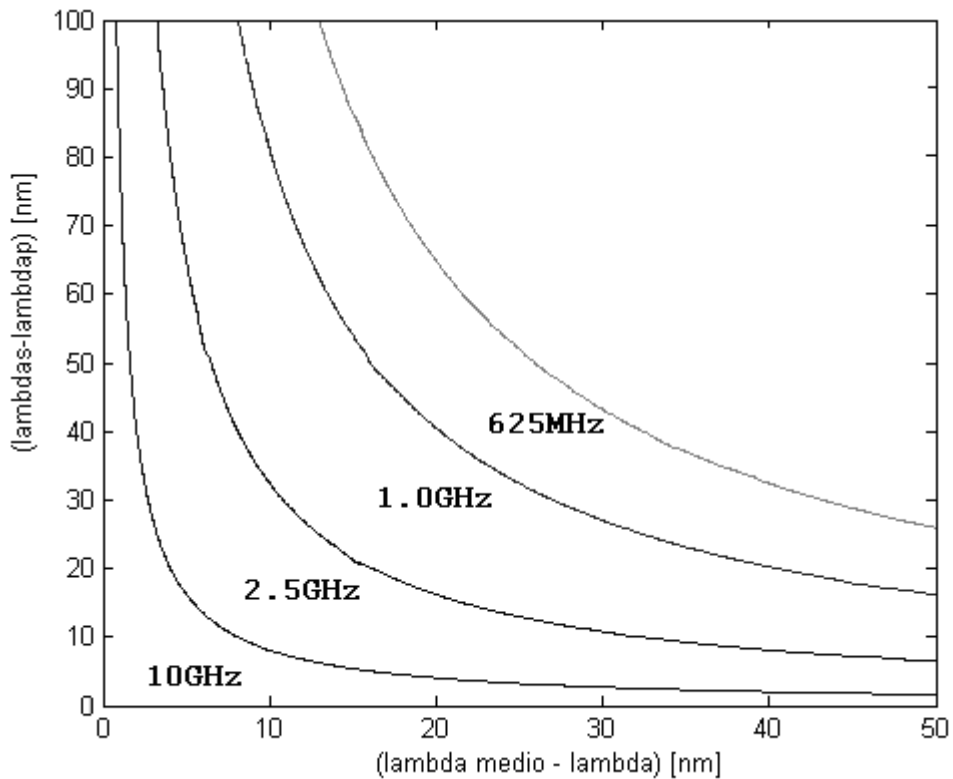


Figura 4.27 - Relação de frequência de corte de transferência de ruído e as diferenças de comprimento de onda de sinal, bomba e dispersão zero da fibra.

A Figura 4.28 apresenta uma região gráfica onde se pode obter a frequência de corte de 10 GHz, para determinada relação de comprimentos de onda de sinal, bomba e comprimento de onda de dispersão zero. Verifica-se uma faixa muito estreita de possibilidades de comprimento de onda de dispersão zero, quando se afasta a bomba para obtenção de maior ganho (lembra-se que o maior ganho de Raman é obtido a 13.2 THz abaixo da frequência da bomba o que é equivalente a aproximadamente 100 nm abaixo da frequência do sinal na 3ª janela de comunicações)

Utilizando as equações de (3.62) a (3.66), pode-se verificar o comportamento do ganho e do RIN segundo a variação de dos comprimentos de onda envolvidos, considerando a necessidade de obtermos uma frequência de corte superior a 10 GHz e um ganho superior a 0 dB. A Figura 4.29 apresenta a evolução do ganho em função dos comprimentos de onda envolvidos, considerando um comprimento de fibra de 2.8 km e uma potência de bomba de 2.9 W, (a esquerda com uma representação tridimensional, e à esquerda, em uma representação de curvas de nível).

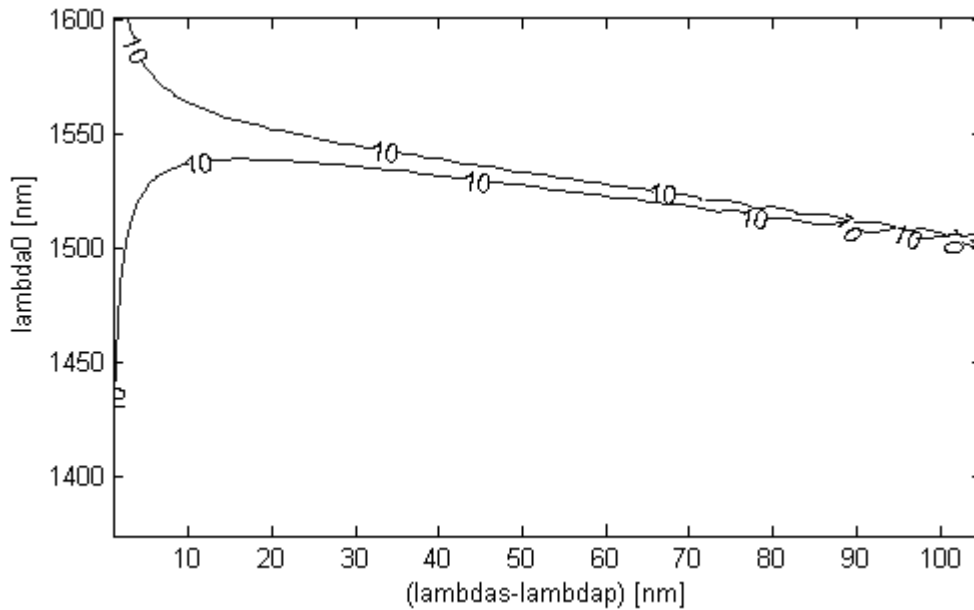


Figura 4.28 – Mapa de distribuição dos parâmetros do sistema que permitem larguras de banda de 10 GHz em função dos comprimentos de onda envolvidos.

Sabe-se que o ganho de Raman é maior a uma distância de aproximadamente 100 nm da bomba (na banda C), entretanto, o que realmente é preciso verificar é se o ganho de Raman é suficientemente nas regiões de maior proximidade entre sinal e bomba. Isto deverá ser observado principalmente para sinais e bombas que estejam sendo transmitidos muito próximos do comprimento de onda de dispersão zero da fibra.

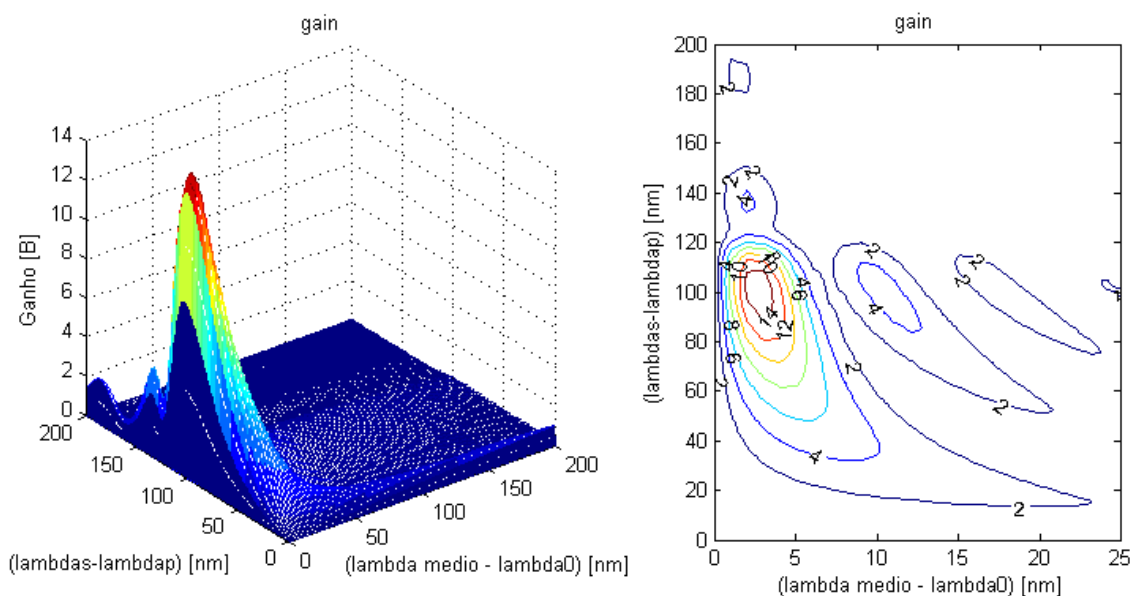


Figura 4.29 - Evolução do ganho em função dos comprimentos de onda envolvidos, considerando um comprimento de fibra óptica de 2.8 km e uma potência de bomba de 2.9 W.

Considerando as informações obtidas pelos gráficos das Figuras 4.27, 4.28 e 4.29, e confirmando as seguintes hipóteses: Comprimento de fibra de 2.8 km, Potência de bomba de 2.9 W e fixando-se os parâmetros de comprimento de onda em $\Delta l = (l_s - l_p) = 20 \text{ nm}$ e $(l_{medio} - l_0) = 10 \text{ nm}$, pode-se verificar o comportamento da frequência de corte da transferência de ruído nesta condições, conforme apresentado na Figura 4.30.

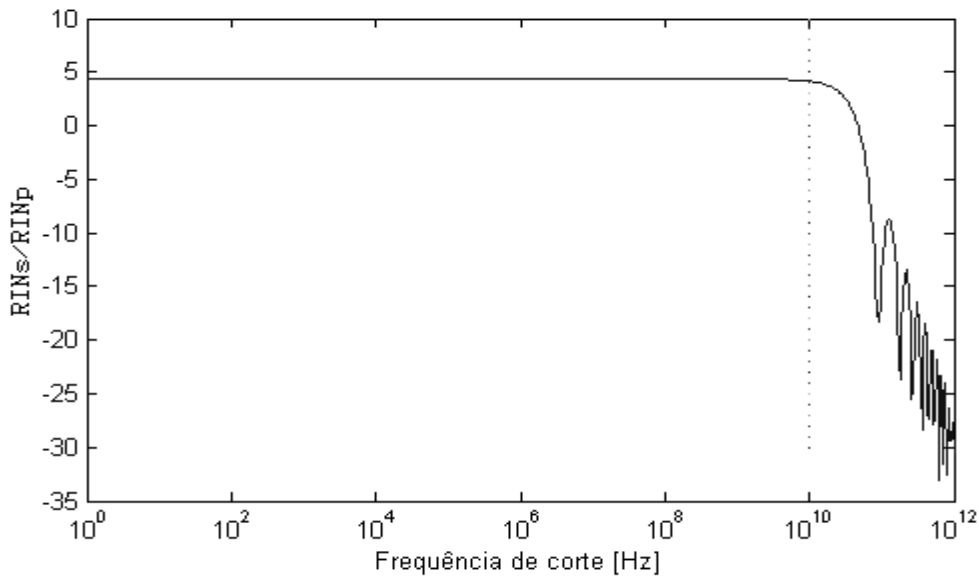


Figura 4.30 - RIN em função da frequência, para uma fibra HNLf de 2.8 km, $P_{p0}=2.9 \text{ W}$, $\Delta l = (l_s - l_p) = 20 \text{ nm}$ e $(l_{medio} - l_0) = 10 \text{ nm}$

Nesta situação, verifica-se que é necessário se ter um certo comprimento de fibra mínimo para que se tenha ganho, e ao mesmo tempo, esta fibra apresenta um valor máximo de comprimento o qual limita a frequência de corte de RIN. Juntamente com o comprimento de fibra, a potência de bomba está relacionada directamente ao comprimento mínimo de fibra óptica necessário.

Para a fibra de estudo em questão, verificou-se que comprimentos de trecho maiores de 11 km resultaram em frequência de corte inferior a 10 GHz.

A Figura 4.31 apresenta uma relação entre o comprimento de fibra mínimo e a potência de bomba mínima para que seja mantida a frequência de corte de transferência de ruído em 10 GHz.

Através da Figura 4.31 verifica-se que potência mínima para obtenção de ganho e frequência de corte suficientes está em torno de 1.0 W e para esta potência são necessários 10 km de fibra HNLf. Resultado equivalente, com maior ganho é obtido para potências de bomba maiores, onde o comprimento de fibra mínimo está em torno de 1 a 1.5 km de fibra.

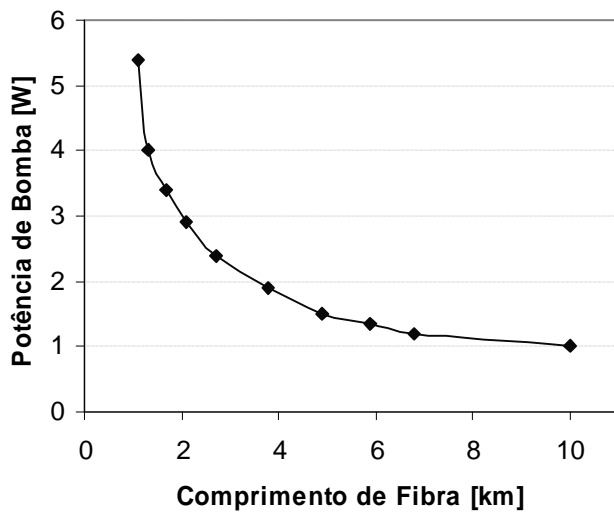


Tabela 4.4 – Relação entre potência mínima de bomba e o comprimento mínimo da fibra.

Potência mínima [W]	L mínimo [km]
1.0	10
1.2	6.8
1.4	5.9
1.5	4.9
1.9	3.8
2.4	2.7
2.9	2.1
3.4	1.7
4.0	1.3
5.4	1.1

Figura 4.31 - Relação entre o comprimento de fibra mínimo e a potência de bomba mínima para $F_c > 10$ GHz

Foi verificado que esta fibra também apresenta a possibilidade de operação à 40 GHz com as mesmas características acima, para as potências de bomba superiores a 2.4 W, respeitando o comprimento de fibra mínimo indicado na Figura 4.31

Através deste estudo, indica-se a possibilidade de obtenção de um regenerador óptico de alta taxa, a uma velocidade de resposta superior regeneradores de outras tecnologias como EDFA. Este estudo limitou-se a fazer uma análise teórica dos limites de operação, bem como fornecer subsídio à uma segunda fase onde será necessário desenvolver o amplificador conforme a configuração necessária apresentada na Figura 4.24, e sua implementação prática.

4.4. Conclusões

A amplificação de Raman foi o tema para o qual mais tempo foi dedicado neste trabalho, onde 3 estudos de caso foram abordados e os resultados tratados separadamente.

Inicialmente, foi apresentada a teoria de amplificadores de Raman, e em particular, a otimização de um sistema visando aplicação comercial de baixo custo e alto desempenho. Posteriormente, apresentou-se o controlo de um efeito não linear normalmente depreciativo da transmissão

de maneira a desenvolver laser a fibra óptica e consequente amplificação dual com apenas uma bomba de alta potência.

Por último, estudou-se a proposta de obtenção regenerador 2R óptico utilizando esta tecnologia, a qual apresenta uma grande vantagem devido seu rápido tempo de resposta. Este trabalho por sua vez, gerou temas que devem ser abordados para dar continuidade no desenvolvimento deste regenerador.

Desta forma, encerraram-se os estudos nesta tecnologia para avançar para uma nova abordagem, utilizando os amplificadores a semicondutor, abordados no próximo capítulo.

4.5. Referências Bibliográficas

- [4.1] G. P. Agrawal, *Fiber Optics Communication Systems*, 2nd ed ed. New York, USA: Academic, 1997.
- [4.2] E. Trojer, S. Dahlfort, D. Hood, and H. Mickelsson, "Current and next-generation PONs: A technical overview of present and future PON technology," *Ericsson Review*, vol. 85, pp. 64-69, 2008.
- [4.3] D. P. Shea and J. E. Mitchell, "Long-Reach Optical Access Technologies," *IEEE Network*, vol. 21, pp. 5-11, 2007.
- [4.4] I. T. Monroy, R. Kjaer, B. Palsdottir, A. M. J. Koonen, and P. Jeppesen., "10 Gb/s bidirectional single fibre long reach PON link with distributed Raman amplification," presented at *Optical Communications, 2006. ECOC 2006. European Conference on Cannes, France* pp. 1-2, 2006.
- [4.5] P. A. Humblet and M. Azizoglu, "On the bit error rate of lightwave systems with optical amplifiers," *J. Lightwave Technology*, vol. 9, pp. 1576–1582, 1991.
- [4.6] "VPI Component Maker™ - Fiber Amplifier," Version 7.5, Virtual Photonics Incorporated, 2002.
- [4.7] F. Forghieri, P. R. Rucnal, R. W. Tkach, and A. R. Chraplyvy, "RZ versus NRZ in Nonlinear WDM System," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, pp. 1035-1037, 1997.
- [4.8] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, 1st edition ed: Academic Press, 1999.
- [4.9] Y. Qian, J. H. Povlsen, S. N. Knudsen, and L. Gruner-Nielsen, "Analysis and characterization of dispersion compensating fibers in fiber Raman amplification," presented at *OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America, 2000)*, pp. OMB6.
- [4.10] O. A. Sab, "Forward error correction for optical transmission systems," presented at *Optical Fiber Communication Conf. (OFC 2003)*, Atlanta, GA, USA, pp. 83–104, 2003.
- [4.11] S. Boscolo, R. Bhamber, and S. K. Turitsyn, "Design of Raman-Based NOLM for Optical 2R Regeneration of RZ-DPSK Transmission," presented at *Optical Fiber Communication Conference, 2006 and the 2006 National Fiber Optic Engineers Conference. OFC 2006*, pp. paper OWJ5, 2006.
- [4.12] C. Chen, "Transients in Raman amplifiers," presented at *Optical Fiber Communication Conference, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2004)*, pp. paper WB4, 2004.
- [4.13] R. M. Jopson, T. E. Darcie, K. T. Gayliard, R. T. Ku, R. E. Tench, T. C. Rice, and N. A. Olsson, "Measurement of carrier-density mediated intermodulation distortion in an optical amplifier," *Electronics Letters*, vol. 23, pp. 1394-1395 1987.
- [4.14] C. R. S. Fludger, V. Handerek, and R. J. Mears, "Pump to Signal RIN Transfer in Raman Fiber Amplifiers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, pp. 1140-1148, 2001.

5. Amplificadores a Semicondutor

Amplificadores ópticos a semicondutor utilizam o mesmo processo físico comum aos lasers de semicondutor, onde a principal diferença de concepção está na reflectividade das faces destes dispositivos.

As primeiras demonstrações de um amplificador de semicondutor (SOA) foram reportadas em 1964 [5.1] e as primeiras transmissões experimentais foram reportadas apenas na década de 80 [5.2], as quais perderam força devido à invenção dos amplificadores dopados com érbio (EDFA) em 1987 [5.3], que como foi referido em capítulos anteriores, são baseados em fibra e, como tal, mais naturalmente conectáveis e aceites.

Uma das grandes limitações dos processos de semicondutor é relacionada com a sua dependência da polarização da luz de entrada. Somente em meados da década de 90 foram apresentados os SOAs com baixa dependência da polarização, alto ganho e alta potência de saturação [5.4]. Foi ainda nessa década que apareceram os primeiros SOAs comerciais. Contudo, alguns aspectos relativos às suas características não lineares ainda estavam pouco claros e não favoreciam o seu uso em sistemas de transmissão que na maioria dos casos objectivam a linearidade.

Fisicamente, e na sua forma mais simples, são constituídos de um material que forma a região activa envolvida por duas camadas (superior e inferior) de semicondutores de diferente composição. Para que a luz possa ser guiada pela região activa, as outras camadas semicondutoras devem possuir índice de refração menor em relação a esta região activa, similarmente ao que ocorre nas fibras (núcleo e bainha). Quando uma corrente eléctrica passa pelo dispositivo, electrões são excitados na região activa e, na passagem de um fóton por esta, parte da energia destes electrões é transferida, na forma de fótons de mesma frequência do fóton de entrada, resultando na amplificação do sinal através de emissão estimulada. A Figura 5.1 apresenta um diagrama esquemático de um SOA simples.

Tipicamente, os materiais que compõe um SOA são compostos de AlGaAs e InGaAsP, que podem operar entre 0.7 e 1.6 μm . Actualmente, SOAs baseados em AlInGaAs/InP também têm sido demonstrados em sua estrutura mais simples operando em 1.5 μm [5.5], [5.6], [5.7], mas detêm muitas características muito mais complexas para optimização dos parâmetros como por exemplo: poços quânticos múltiplos ("*multiple quantum well*") [5.8] e pontos quânticos ("*quantum dots*") [5.9].

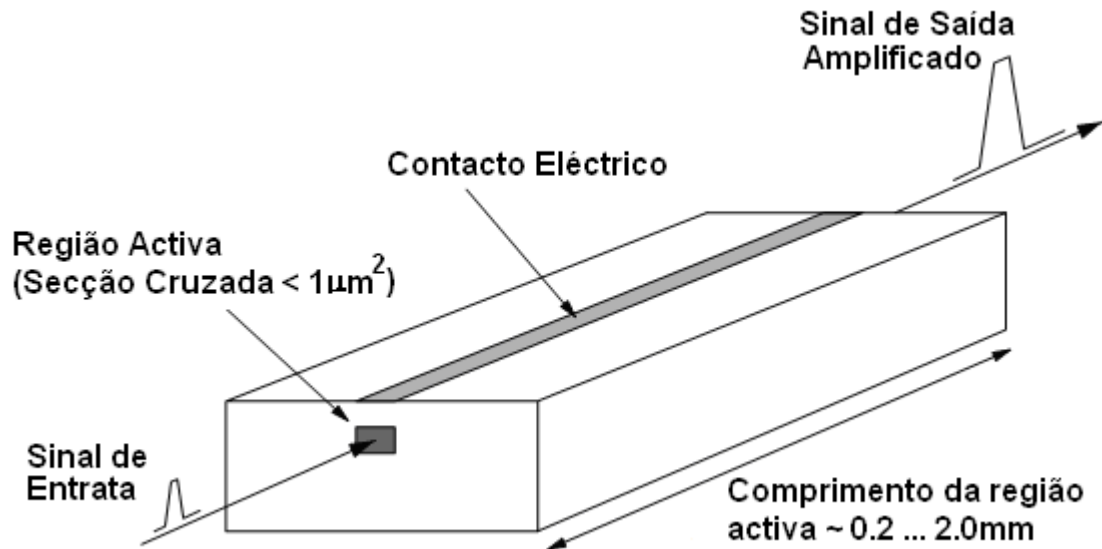


Figura 5.1 – Estrutura física de um SOA nas estruturas mais simples.

Para uma operação com baixo "ripple", um SOA deve ter ambas as faces com baixa reflectividade, de forma a minimizar reflexões dentro do semicondutor. Reflectividades não nulas podem resultar na formação de cavidades ressonantes e consequentemente modos lasers, que tornam a função do amplificador menos evidente e mais dependente do comprimento de onda.

Além da amplificação por emissão estimulada, um SOA pode apresentar outras aplicações, relacionadas com suas não linearidades intrínsecas. Estes efeitos derivam essencialmente das variações de densidade de cargas das portadoras eléctricas que resultam do processo de amplificação de um sinal de entrada. Os principais tipos de não linearidades são [5.10]:

- Auto modulação de fase (*Self Phase Modulation - SPM*): é a modulação da fase do sinal de saída causada pela mudança do índice de refração induzida pela variação de potência do próprio sinal de entrada;
- Auto modulação de ganho (*Self Gain Modulation - SGM*): é a modulação do ganho do sinal induzido pela variação do próprio sinal de entrada;
- Modulação cruzada de ganho (*Cross Gain Modulation - XGM*): é a modulação do ganho provocada por um sinal óptico em todos os outros que se propagam ao longo do SOA;
- Modulação cruzada de fase (*Cross Phase Modulation - XPM*): é a modulação da fase acumulada à saída causada no sinal em causa pelos restantes sinais que se propagam ao longo do SOA devido à alteração do índice de refração provocada no meio;
- Mistura de quatro ondas (*four-Wave Mixing - FWM*): é o processo não linear coerente que pode ocorrer entre dois ou mais campos

ópticos ao longo de um SOA. A presença dos campos causa o aparecimento de novas frequências espaçadas do valor da separação de cada um dos conjuntos de campos envolvidos [5.11]. Este efeito pode ser utilizado em muitas aplicações como por exemplo conversores de comprimento de onda, compensadores de dispersão e demultiplexadores ópticos.

- Rotação da polarização: efeitos de birrefringência linear ou não linear intrínsecos da estrutura cristalina dos materiais envolvidos causam a rotação do estado de polarização dos sinais na saída do SOA devido a variação da potência dos sinais a propagar no SOA [5.12].

De forma sintética, a Tabela 5.1 apresenta uma lista de algumas das diversas aplicações obtidas através das não linearidades apresentadas pelo SOA.

Tabela 5.1 - Aplicações dos efeitos não lineares em Amplificadores ópticos semicondutores [10]

<i>Efeito</i>	<i>Aplicação</i>	<i>Referencia</i>
Ganho	Amplificação em linha	[5.13]
	Pré amplificação	[5.14]
	Múltiplos comprimentos de onda	[5.15]
ASE	Fonte de luz de largo espectro	[5.16]
SPM	Moldagem da forma de onda	[5.17]
	Compensação de "chirp"	[5.18]
	Regeneração	[5.19]
	Recuperação de relógio	[5.20]
SGM	Compensação da distorção da forma de onda	[5.21]
XGM	Pré amplificação	[5.22]
	Conversão de comprimento de onda	[5.23]
	Regeneração de código	[5.24]
	Geração de impulso	[5.25]
	Recuperação de relógio	[5.26]
FWM	Amostragem óptica	[5.27]
	Demultiplexação	[5.28]
	Transmultiplexagem	[5.29]
	Conversão de comprimento de onda	[5.30]
	Recuperação de relógio	[5.31]
	Geração de impulsos	[5.32]
Rotação da polarização	Demultiplexação	[5.33]
	Conversão de comprimento de onda	[5.34]
	Compensação da distorção da forma de onda	[5.35]
	Porta XOR	[5.36]
XPM	desmultiplicação	[5.37]
	Multiplexação "ADD/DROP"	[5.38]
	Amostragem óptica	[5.39]
	Recuperação de relógio	[5.40]

	Divisão de relógio	[5.41]
	Geração de impulsos	[5.42]
	Transmultiplexagem	[5.43]
	Porta XOR	[5.44]
	Porta OR	[5.45]

5.1. Modelização da propagação em um SOA

Um modelo para simulação de um amplificador óptico semiconductor genérico de grande largura de banda (InP-InGaAsP SOA) baseado na solução numérica das equações de taxa da densidade da portadora e das equações do fluxo de propagação da luz, foi proposto por Connelly [5.46] e por nós utilizado para modelizar amplificadores de banda larga, e em especial, de um amplificador com elementos reflectivos externos, denominado correntemente de "*gain clamped*" SOA (GC-SOA). O objectivo da modelização do GC-SOA visa o estudo e optimização de um "*latch*" óptico.

O modelo de simulação baseou-se nas características físicas da secção cruzada ilustrada na Figura 4.01, para a qual foi descrita a propagação dos sinais através do guia de onda, por um conjunto de equações diferenciais acopladas. Estas traduzem as interacções entre as densidades de portadora e taxas de fotões, que são variáveis internas do amplificador. A solução deste sistema de equações possibilita a estimativa de alguns parâmetros externos como ganho de sinal fibra a fibra e ruído médio. Considerando que a região activa do SOA a ser modelado é estreita, pode-se assumir que as variações transversais nas taxas de fotões e densidades de portadora são negligenciáveis [5.46].

Internamente ao amplificador, cada sinal de entrada (distinguido pelo índice k) pode ser descrito através das variações dos componentes de campo electromagnético que podem ser decompostas em duas ondas complexas, $E_{s_k}^+$ e $E_{s_k}^-$, propagantes nas direcções positiva e negativa do eixo z , respectivamente.

$$\frac{dE_{s_k}^+(z)}{dz} = \left(-jb_k + \frac{1}{2}(\Gamma g_m(v_k, n) - a(n)) \right) E_{s_k}^+(z) \quad (5.01)$$

$$\frac{dE_{s_k}^-(z)}{dz} = \left(-jb_k + \frac{1}{2}(\Gamma g_m(v_k, n) - a(n)) \right) E_{s_k}^-(z) \quad (5.02)$$

onde $j = \sqrt{-1}$; $g_m(v_k, n)$ é o coeficiente de ganho do material semiconductor em uma frequência óptica v_k ; $a(n)$ é o coeficiente de erdas do material (m^{-1}); b_k é a constante de propagação do sinal de índice k ; Γ é o factor de confinamento; e n é a densidade de portadores electrónicos.

Estas equações são submetidas a condições de fronteira nas extremidades do dispositivo ($z=0$ e $z=L$), onde parte da energia é reflectida para dentro do dispositivo e outra parte é refractada.

$$E_{s_k}^+(0) = (1 - r_1)E_{in_k} + r_1.E_{s_k}^-(0) \quad (5.4)$$

$$E_{s_k}^-(L) = r_2.E_{s_k}^+(L) \quad (5.5)$$

onde r_1 e r_2 são os coeficientes de reflectividade e E_{in_k} é o campo de entrada de um sinal de índice k , definido por

$$E_{in_k} = \sqrt{\frac{h_{in} \cdot P_{in_k}}{h n_k}} \quad (5.6)$$

O campo electromagnético de saída para um sinal de índice k , que sai do dispositivo de amplificação e que pode ser depois acoplado em uma fibra óptica é dado por

$$E_{out_k} = (1 - r_2).E_{sk}^+(L) \quad (5.7)$$

A potência do sinal de saída após as perdas de acoplamento é definida por

$$P_{out_k} = h n_k h_{out} \cdot |E_{out_k}|^2 \quad (5.8)$$

onde h_{in} e h_{out} são os coeficientes de eficiência de acoplamento para a entrada e saída, respectivamente. Os coeficientes de reflectividade de amplitude são definidos por

$$r_1 = \sqrt{R_1} ; r_2 = \sqrt{R_2} \quad (5.9)$$

O coeficiente de propagação do sinal de índice k é dado por

$$b_k = \frac{2ph_{eq}n_k}{c} \quad (5.10)$$

e h_{eq} é o índice de refração equivalente do material amplificador, definido em função dos índices de refração do material activo n_1 e n_2 , por

$$h_{eq} = \left[(n_1^2 - n_2^2) \cdot \frac{\Gamma}{2 - \Gamma} + h_2^2 \right]^{1/2} \quad (5.11)$$

O coeficiente de ganho do material semiconductor ($g_m [m^{-1}]$) pode ser calculado em termos de sua dependência com o comprimento de onda da emissão espontânea e dos parâmetros geométricos e físicos do material, pela equação:

$$g_m[v, n] = \frac{c^2}{4\sqrt{2}p^{3/2}n_1^2t v^2} \cdot \left(\frac{2m_e m_{hh}}{(h/2p)(m_e + m_{hh})} \right)^{3/2} \times \int_0^\infty \left[\sqrt{v' - \frac{E_g(n)}{h}} (f_c(v') - f_v(v')) \right] \times \left(\frac{2T_0}{(1 + (2pT_0)^2 (v'-v)^2)} \right) dv' \quad (5.12)$$

onde: c é a velocidade da luz no vácuo, v é a frequência óptica; n_1 é o índice de refração da região activa; t é o tempo e vida de recombinação da portadora radioactiva; h é a constante de Planck; n é a densidade da portadora de electrões; T_0 é o tempo de vida para a interacção de um electrão coerente com um campo monocromático e é da ordem de 1 ps.; e m_e, m_{hh} são reespectivamente as massas efectivas da banda de condução e valência.

Desta forma, utilizando estas equações e aplicando-as na plataforma Matlab [5.47], pode-se estimar o desempenho de um amplificador semiconductor genérico. Assim, utilizando este simulador e com algumas adaptações em termos de condições de fronteira, nomeadamente a introdução de redes de Bragg na interface de acoplamento da luz, pôde-se estimar o funcionamento de algumas aplicações específicas, como por exemplo: amplificação "clamped" e dispositivos fotónicos que se baseiam neste princípio, como um "latch" totalmente óptico. Entretanto, as secções a seguir tratam exclusivamente dos resultados experimentais obtidos.

5.2. Aplicações demonstradas

As experiências abaixo descritas objectivam desenvolver dispositivos ópticos digitais implementados por componentes comerciais e conseqüente eventual obtenção de dispositivos de baixo custo, nomeadamente, chaves ópticas, portas lógicas ópticas e dispositivos de memória como "latches" e "flip-flops" ópticos.

Usualmente, as técnicas de implementação lógica com tecnologia óptica têm estado limitadas ao uso de interferômetros de *Mach-Zehnder*, dispositivos baseados em fibra e amplificadores semicondutores (SOA) [5.48], [5.49], [5.50].

Como ponto de partida deste estudo foi utilizado um GC-SOA (*Gain Clamped-SOA*) [5.51]. O "clamping" em amplificadores resume-se a uma forma óptica de controlo automático de ganho (*GAC- Gain Automatic*

Control). Esta técnica baseia-se na criação de um laser proveniente de uma cavidade ressonante formada por um par de redes de Bragg (*Fiber Bragg Gratings – FBG [5.52]*) centrado num comprimento de onda próximo ao comprimento de onda da banda de sinal, e ainda dentro da banda de ganho do meio activo. O laser assim gerado acumula alguma energia que compensa rápidas transições de potência dentro do SOA e ao mesmo tempo, satura o meio de uma forma constante, pois tem um comportamento complementar à potência instantânea dentro do SOA. O seu comprimento de onda é ditado pelo comprimento e onda do par de FBGs.

A técnica de *clamping* do GC-SOA fornece a possibilidade de se estender a gama de potências de ganho saturado constante, diminuindo o ganho máximo, mas aumentando a gama de potências com ganho constante.

Uma representação espectral de um sinal amplificado por um SOA normal é apresentada na Figura 5.2 (a) onde se ilustra o sinal sobre um nível de emissão espontânea amplificada (ASE). Na Figura 5.2 (b) o mesmo sinal é apresentado mas desta vez amplificado por um GC-SOA, juntamente com o laser gerado internamente pelas FBGs.

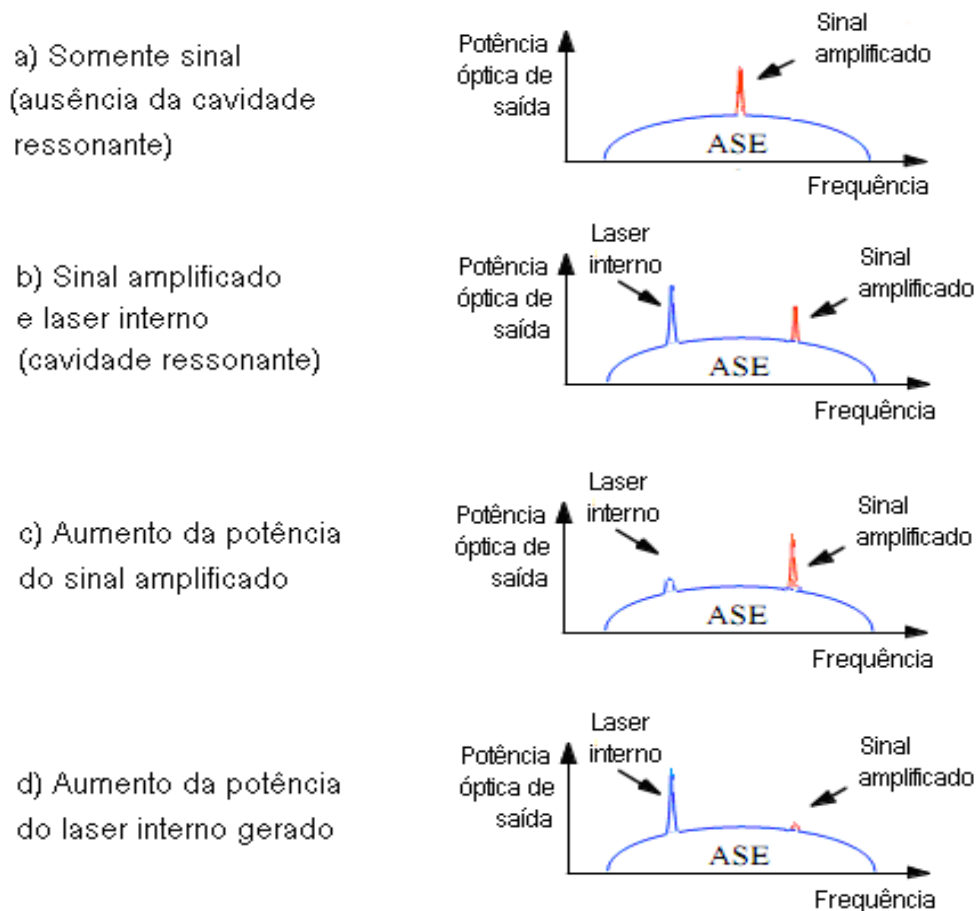


Figura 5.2 – Espectro de ganho hipotético para: (a) um SOA; (b) um GC-SOA ; (c) um GC-SOA, onde a potência do sinal de entrada é muito alta; e (d) um GC-SOA, onde o sinal de entrada tem baixa potência.

O efeito de limitação do ganho gerado pelo GC-SOA é obtido para certos valores de potência do sinal de entrada. Se a potência do sinal amplificado for muito superior a potência do laser formado pela cavidade, esta deixa de consumir potência e conseqüentemente diminui até eventual apagamento como sugerido na Figura 5.2 (c). Por outro lado, se a potência do laser interno for aumentada, por exemplo através do aumento da corrente do amplificador e conseqüentemente do ganho, ou o sinal de entrada for menor, o laser toma conta do controlo do ganho do amplificador (Figura 5.2 (d)).

A Figura 5.3 apresenta um comparativo de comportamento de um SOA (curvas (a) e (b)) e de um GC-SOA (curvas (c) e (d)), com as curvas padrão de ganho em função da potência de saída e com a relação entre as potências de entrada e saída para um sinal amplificado. Comparando-se as Figura 5.3 (a) e (c) verifica-se que a inserção da cavidade ressonante resulta na diminuição do ganho, tornando-o praticamente constante, ou seja, linearizando-o até um certo limite de potência do sinal de entrada.

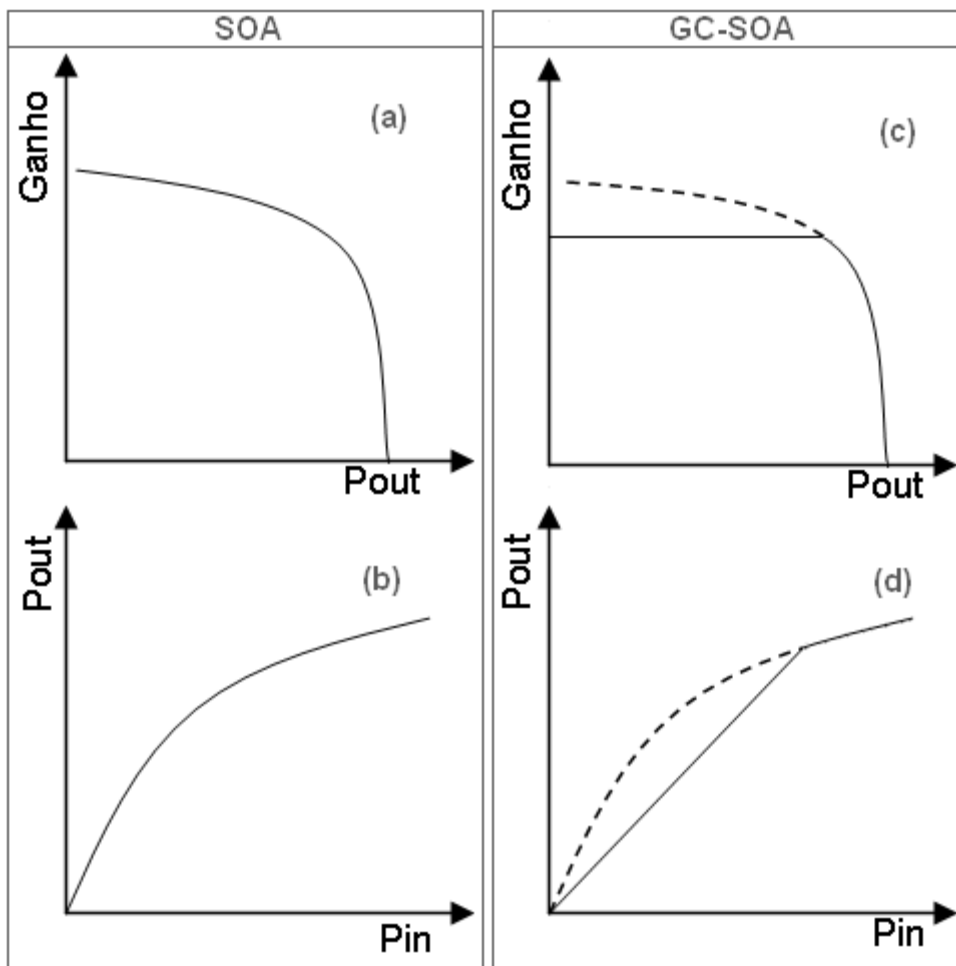


Figura 5.3 – Comparativo entre curvas de ganho e curvas de Potências

Devido ao efeito de linearização, o ganho do sinal tem variação independente a variação da intensidade do sinal.

5.2.1. Porta lógica Inversão (*NOT optical gate*)

Uma porta lógica caracteriza-se por operar com duas únicas possibilidades de saída, ou seja, com valores 1/0, ou similarmente, abre/fecha, nível lógico alto/baixo; conduz/não conduz. Em electrónica, uma chave lógica pode ser obtida por um transistor no modo de saturação/corte, com alto ganho, onde o controlo da corrente na base do transistor faz com que ele conduza ou não do emissor ao colector, conforme sugerido no circuito da Figura 5.4 (a) e na relação corrente de base e corrente de colector mostrada na Figura 5.4 (b)).

Analogamente, é possível ter um comportamento de corte/saturação semelhante ao transistor em saturação, a nível óptico, para o laser interno do GC-SOA, pois o laser externo controla a potência do laser interno de forma efectiva. Desta forma, consoante ao nível de potência de entrada do laser externo, comparativamente ao nível de potência do laser interno, pode-se ter uma variação do tipo *on-off* deste laser. (diagrama óptico mostrado na Figura 5.4 (c)) e relação potência externa e potência interna, na Figura 5.4 (d)).

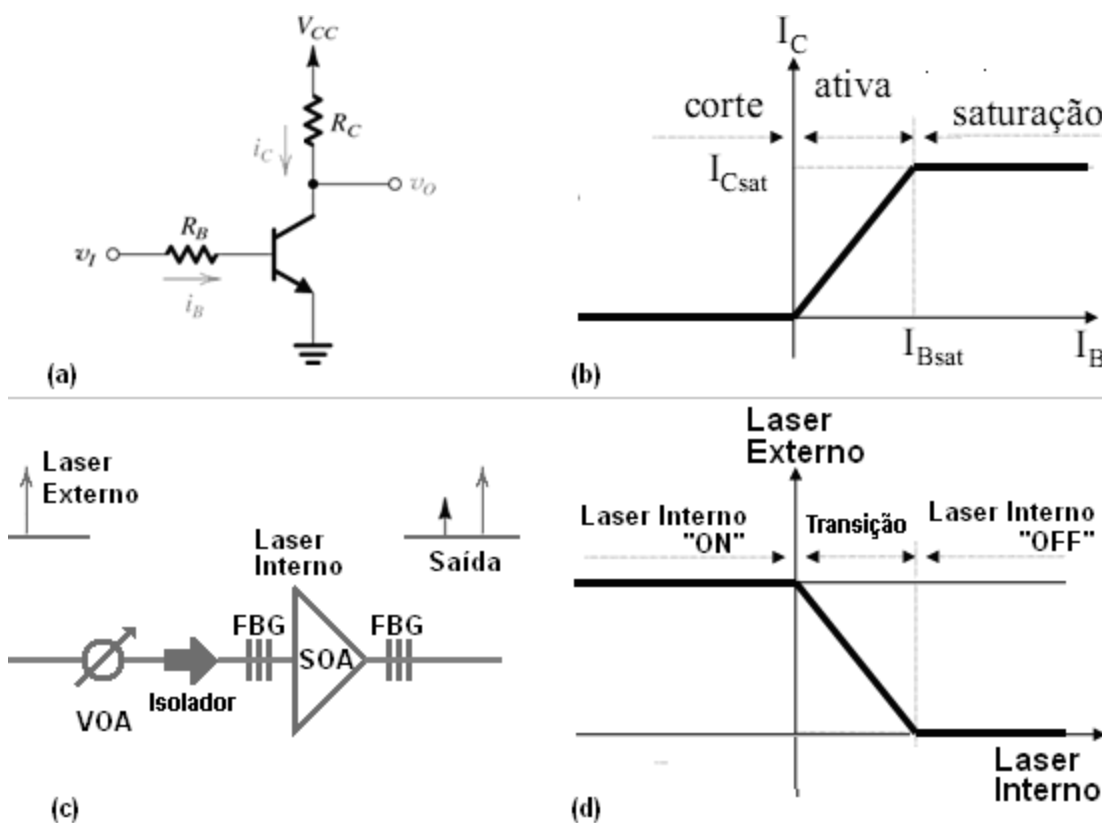


Figura 5.4 – Representação de uma porta lógica: (a) circuito electrónico (transistor); (b) relação entre corrente (controlo) de base e corrente de colector (conduz/não conduz); (c) diagrama e uma porta óptica; (d) relação entre a potência do laser externo (controlo) e a potência do laser interno ("on/off").

O princípio de funcionamento acima descrito foi experimentalmente aplicado utilizando o diagrama óptico indicado na Figura 5.4 (c), tentando obter o efeito de porta lógica utilizando-se componentes activos comerciais e FBGs por nós fabricados em laboratório, mas também disponíveis comercialmente.

Abaixo estão relatados os dispositivos de ganho utilizados e os filtros de comprimento de onda obtidos através de redes de Bragg (FBG) por nós fabricados. Posteriormente, é descrito o método de alinhamento óptico entre o dispositivo de ganho e as fibras com FBGs e o dispositivo composto obtido; e por fim os resultados obtidos que comprovam o funcionamento do dispositivo proposto.

5.2.1.1. Dispositivo activos utilizados

Foram testados dois dispositivos de ganho comerciais da empresa COVEGA. Primeiramente foi utilizado um dispositivo de ganho de face angulada (SAF 1126) [5.53], o qual permite idealmente o acoplamento de luz apresenta ganho na banda C de até 14 dB a 150 mA. Este dispositivo possui numa das faces uma reflectividade de 10%. Tem uma face angulada em $19,5^\circ$, o que aumenta a dificuldade do alinhamento experimental da luz. Num segundo momento, foi utilizado um dispositivo amplificador (BOA1007) [5.54], o qual apresenta na banda C um ganho de até 27 dB na condição de melhor acoplamento de luz. Este dispositivo apresenta características espaciais que facilitam o alinhamento experimental da luz, uma vez que a disposição dos feixes de entrada e de saída deste dispositivo são paralelas.

5.2.1.2. Redes de Bragg

Para obtenção da cavidade ressonante, foram previamente gravadas redes de Bragg (FBG) de mesmo comprimento de onda central nas extremidades das fibras ópticas, formando assim uma cavidade activa de comprimento próximo ao comprimento do dispositivo activo. A largura de banda de reflexão e a reflectividade do comprimento de onda central das FBG são uma das variáveis de projecto a serem controladas uma vez que influenciam efectivamente o ganho final da cavidade.

Existem várias técnicas interferométricas e não-interferométricas de fabricação de FBGs. Uma das técnicas mais difundidas recorre ao uso de um elemento difractivo chamado de máscara de fase. Este método permite uma maior precisão nas gravações e uma boa repetibilidade [5.55].

Redes utilizadas como filtros ou sensores, normalmente com uma largura de rejeição típica e com baixa reflectividade, apresentam um comprimento total de fibra de poucos milímetros. Por outro lado, se é desejado uma rede de pequena largura de banda e alta reflectividade, é

necessário gravar uma rede com alguns centímetros. O processo mais adequado para a escrita de redes compridas é baseado no método da máscara de fase. Outra dificuldade da gravação de redes específicas com largura de banda muito estreita é associada ao facto de que o comprimento de onda central depende da máscara de fase que é utilizada. Para se gravar uma rede de Bragg em um certo comprimento de onda central é necessário ter uma máscara de fase específica para este comprimento de onda.

Uma importante característica de cavidades ressonantes (cavidades *Fabry-Perot*) é o surgimento de modos laterais em relação ao modo principal centrado no comprimento de onda desejado. Estes modos laterais apresentam um espaçamento modal (distância entre modos) que obedece a relação [5.56]:

$$\Delta l = \frac{l^2}{2nL} \quad (5.13)$$

onde Δl é o espaçamento modal, l é o comprimento de onda central, neste caso, das FBG que irão resultar num laser, n é o índice de refração do meio e L é o comprimento da cavidade.

Para os dois dispositivos anteriormente citados, com n aproximado de 3.8 e $L=1.0$ mm (para o SAF1126) e $L = 1.5$ mm para o BOA1007, obtém-se um espaçamento modal de 0.318 nm e 0.210 nm, respectivamente. Na prática, dependendo da largura de banda das FBGs e, conseqüentemente da largura de banda da cavidade ressonante, podem surgir modos laterais além do modo principal que se amplificam dentro da cavidade, causando distribuição da potência entre eles. Este fenómeno é ilustrado na Figura 5.5.

Como a fabricação experimental das FBG estreitas é de difícil reprodutibilidade, as redes utilizadas no experimento foram as que apresentaram perfil de reflectividade mais semelhantes, embora ligeiramente diferentes. Se for escolhido um par de FBG onde for formada uma cavidade um pouco larga, juntamente com a variação caótica da potência interna na cavidade é possibilitado o aparecimento de modos laterais como ilustrado na Figura 5.5 (a). Se a cavidade for mais estreita e o alinhamento for bem feito, reduzindo a variação caótica interna da potência, é possível se conseguir concentrar apenas um modo de oscilação, conforme ilustrado na Figura 5.5 (b).

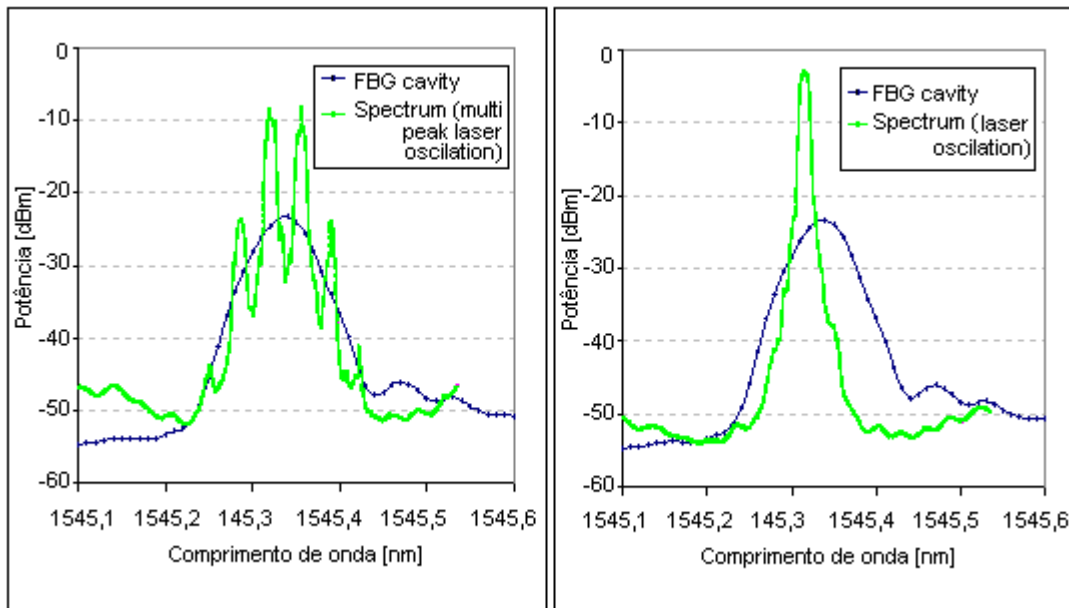


Figura 5.5 – Espectro de reflexão de uma FBG e os espectros de laser com a) 4 modos laterais gerados por uma cavidade ressonante formado por duas FBG quase idênticas, e b) com ausência dos modos laterais.

Portanto, verifica-se a necessidade de um par de FBG muito estreitas para eliminar os modos laterais. Este é um dos problemas do projecto de cavidades ressonantes activas, pois existe a dificuldade de repetibilidade na construção de FBG estreitas e idênticas. Ou seja, uma pequena variação na gravação pode resultar no desalinhamento, ainda que pequeno, dos comprimentos centrais de duas FBG e conseqüentemente na formação de uma fraca cavidade.

5.2.1.3. Acoplamento da luz (alinhamento das fibras e SOA)

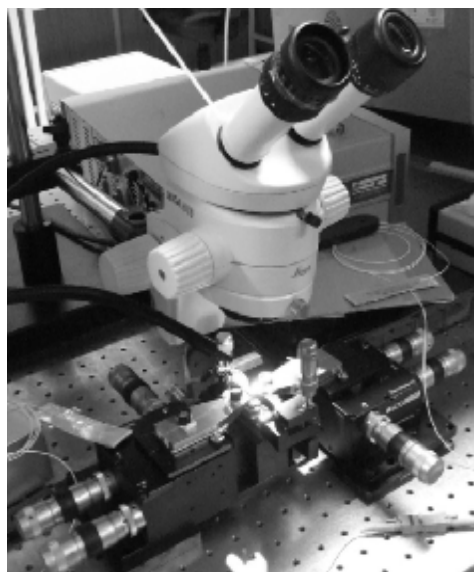
Para tentar maximizar o acoplamento de luz entre o SOA e as fibras, foram utilizadas técnicas empíricas de descarga eléctrica na fase clivada da fibra de modo a criar-se uma espécie de lente e assim aumentar o cone de acoplamento de luz da fibra óptica. Esta técnica baseia-se na variação da intensidade da descarga eléctrica e também no tempo da descarga, de modo a tentar controlar o derretimento da extremidade da fibra óptica. Esta e outras técnicas para melhorar o confinamento do laser na cavidade resultante são descritas no Anexo 1 desta tese.

Para conseguir o acoplamento da luz entre as fibras ópticas de entrada e saída e o amplificador foram utilizados 2 conjuntos de nanoposicionadores *Thorlabs* de três eixos para fixação e orientação das fibras ópticas e um nanoposicionador de 5 eixos onde foi fixado o amplificador. A Figura 5.6 (a) ilustra este conjunto.

O acoplamento da luz entre a fibra e amplificador é previamente realizada de forma visual, utilizando-se um microscópio, e posteriormente

ajustado através da alimentação do amplificador e consequente monitoria e controle (maximização) da potência de ASE obtida no outro extremo da fibra, verificado com um medidor e potência óptica (*power meter*) ou com um analisador de espectros ópticos (*OSA*).

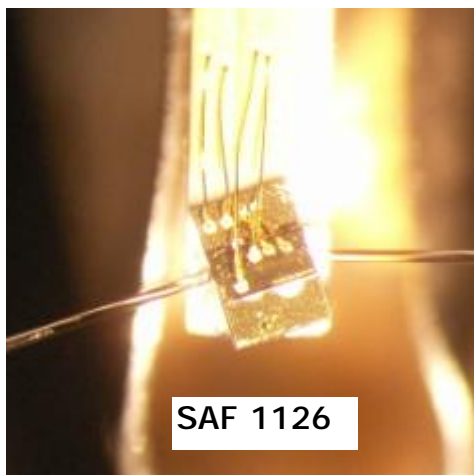
A Figura 5.6 (b) apresenta uma imagem do perfil frontal da montagem. Nela vê-se o dispositivo activo fixado numa base para dissipação de calor. Esta por sua vez é presa em uma outra base fixa no nanoposicionador. O espaço entre elas é preenchido por um elemento termoeléctrico (célula de *Peltier*) responsável por estabilizar a temperatura próxima do amplificador. Preso por uma pinça próximo ao SOA temos um sensor de temperatura.



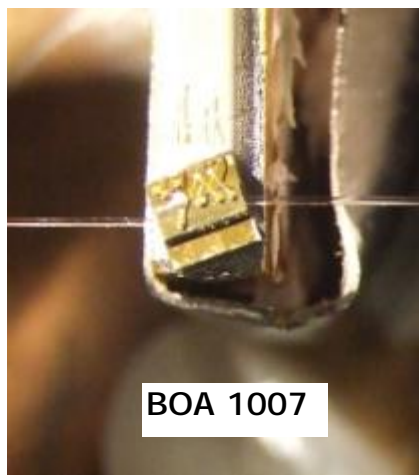
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 5.6 – (a) Conjunto de 3 nanoposicionadores alinhando lateralmente as fibras ópticas (com FBGs) com um dispositivo activo entre elas, sendo o SAF1126 (c), ou o BOA1007 (d). Em (b) temos uma perspectiva frontal do alinhamento das fibras

As Figura 5.6 (c) e (d) apresentam respectivamente o alinhamento dos dois dispositivos SAF1106 e BOA1007 ilustrando a diferença de acoplamento, onde o primeiro tem uma interface angulada em 19.5° e o segundo, onde as fibras de entrada e saída são alinhadas em paralelo.

Outro parâmetro que faz com que o alinhamento seja um dos pontos mais críticos na execução da experiência é a diferença dos cones de luz entre uma fibra SMF (cone modal circular de $8-9 \mu\text{m}$) e de um SOA típico (cone modal elíptico de $1-2 \mu\text{m}$), além das perdas por acoplamento que ultrapassam facilmente a faixa típica de 3-5 dB [5.55].

5.2.1.4. Gain Clamped-SOA (GC-SOA)

O GC-SOA é obtido através do alinhamento do elemento activo com duas fibras ópticas com as FBG escritas num dos seus extremos. Uma destas fibras tem no outro extremo um atenuador óptico variável ligado a um laser que servirá como sinal. Já a outra fibra tem no seu outro extremo um Analisador de Espectros ópticos (OSA) para monitoria do sinal de saída amplificado e do laser interno gerado, como indicado na ilustração da Figura 5.7 (a). A Figura 5.7 (b) apresenta o diagrama de ligação da montagem.

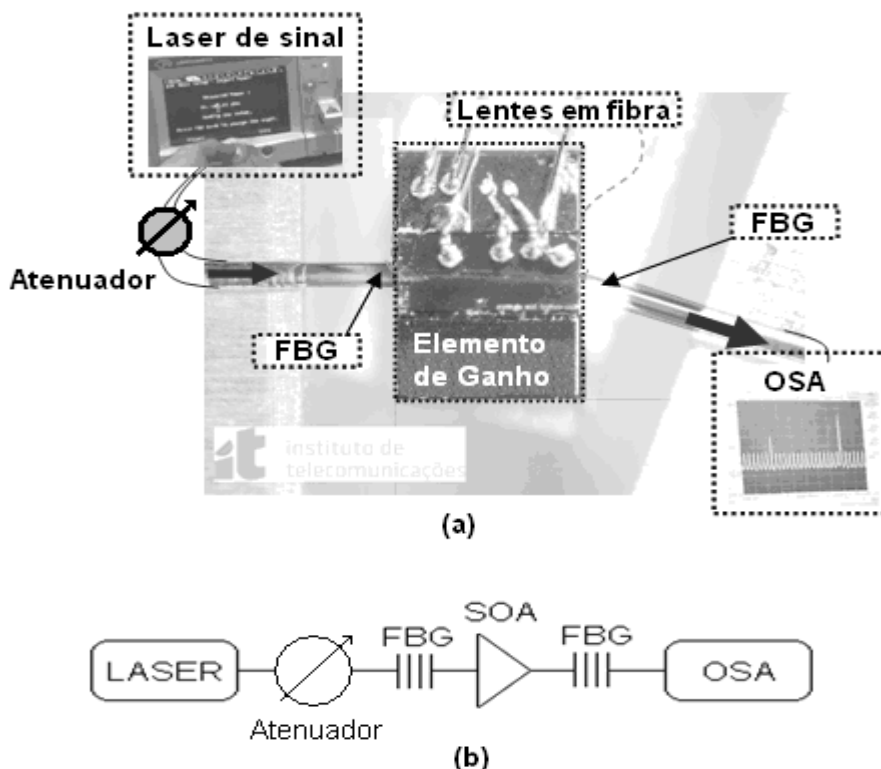


Figura 5.7 – (a) Setup do amplificador (SAF1126) com ganho grampeado; (b) Diagrama do setup mencionado.

5.2.1.5. Resultados experimentais

A partir da montagem exposta acima, alimentou-se o dispositivo de ganho com uma corrente eléctrica de 250 mA e acoplou-se na entrada do sistema um laser externo centrado em 1552 nm, o qual teve a sua potência à saída da fibra de entrada variada entre -7 e 5 mW através de um atenuador óptico.

A Figura 5.8 apresenta os espectros de saída no analisador de espectros ópticos (OSA) para uma variação crescente da potência do laser externo (sinal). Verifica-se que no comprimento de onda das FBG (em torno de 1544,95 nm) surge um laser. O comprimento de onda, a potência e a estabilidade deste laser são determinados pelo ganho do dispositivo activo, dos perfis de reflectividades das FBGs que formam a cavidade ressonante, do acoplamento da luz entre fibra óptica e semiconductor, também, é função da potência do laser externo. A partir de certo nível de potência do laser externo, há uma transferência da potência consumida para formação do laser interno para a amplificação do laser externo, e aquele se apaga. Este nível de potência, para esta experiência, foi verificado ser em torno de -1 mW, como ilustrado na Figura 5.9.

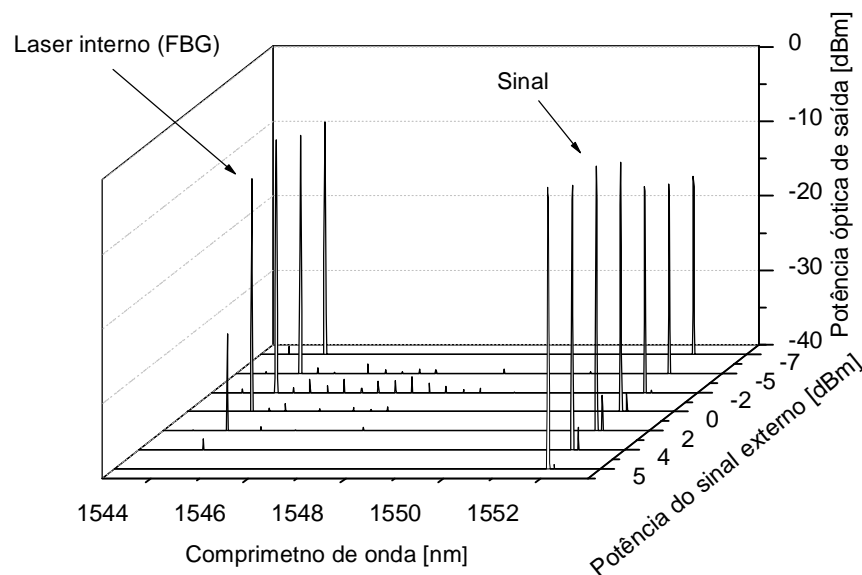


Figura 5.8 – Espectros de saída das potências dos lasers interno e externo (sinal)

Como se pode ver na Figura 5.8, as potências que são necessárias para apagar o laser são baixas (poucos miliwatts) e este processo ocorre rapidamente, similarmemente como ocorre electricamente com um transistor.

Resumidamente, o laser externo é utilizado como um sinal de controlo do laser interno, resultando num comportamento "On-Off", ou seja, uma porta lógica óptica.

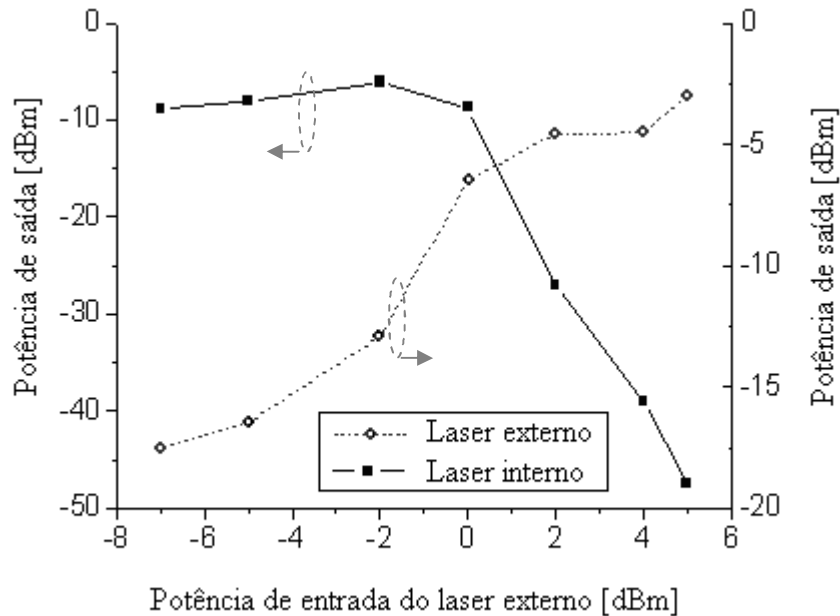


Figura 5.9 – Potências de pico do sinal externo em 1551,89 nm (linha pontilhada) e interno em 1544,33 nm (linha cheia) em função da variação da potência de entrada do laser externo.

Devido às grandes dificuldades relacionadas ao alinhamento e a estabilidade do sistema, bem como da dificuldade de construção das FBG muito estreitas e de baixa reflectividade, o dispositivo activo BOA1007 também foi testado, por apresentar maior ganho e menor dificuldade de alinhamento, uma vez que suas faces são paralelas.

Entre as várias tentativas de construção de um par ideal de FBGs, o melhor par obtido tem os espectros apresentados na Figura 5.10 e identificados pelos números 1 e 4. Estas redes apresentaram como principais características: comprimento de onda central em torno de 1544.97 nm; perdas de inserção entre 2.5 e 4.5 dB e FWHM em torno de 0.14 nm (largura esta que minimizar-se-iam os modos amplificados na cavidade ressonante).

O mesmo tipo de montagem do alinhamento ilustrando na Figura 5.7 (b), foi utilizada para realizar o acoplamento de potência entre as fibras e o dispositivo activo BOA1007, utilizando o par de FBGs com os perfis de reflexão mostrados na Figura 5.10. Para alimentar o BOA1007 foi utilizada uma corrente eléctrica de 300 mA, Com o auxílio de um atenuador óptico variável (VOA – *Variable Optical Attenuator*), controlou-se a potência acoplada na fibra para verificar o comportamento "on-off" do laser gerado pela cavidade ressonante, conforme ilustrado na Figura 5.11

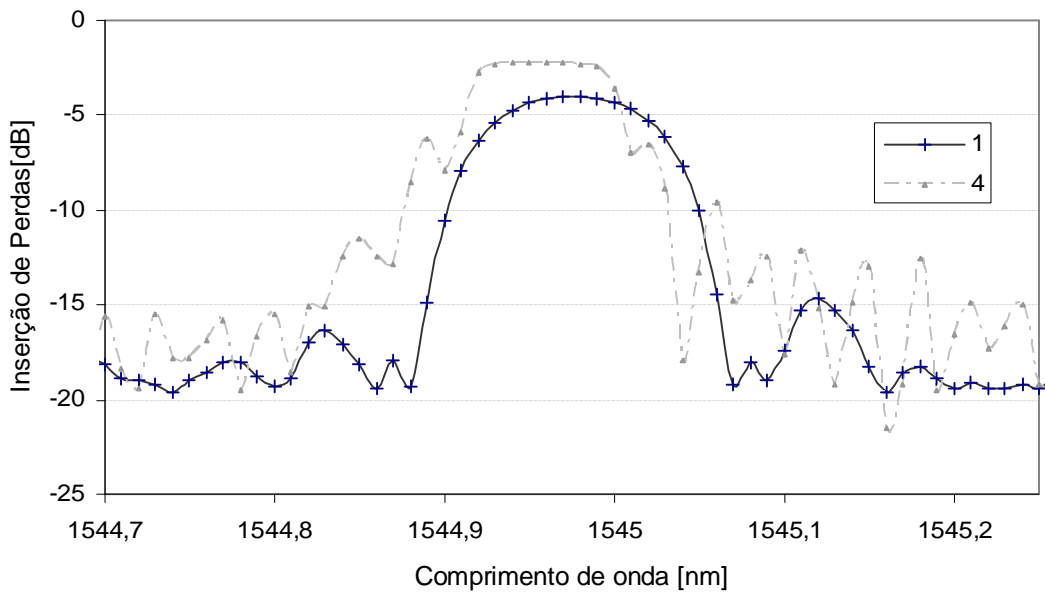


Figura 5.10 – Espectros de perdas de inserção do novo par de FBG.

Analisando a Figura 5.11, verifica-se que uma pequena variação de 2 a 3 dB na potência do sinal externo pode gerar uma variação de até 40 dB no laser interno, obtendo-se no comportamento de porta "On-Off", semelhante ao relatado anteriormente com o dispositivo SAF1126.

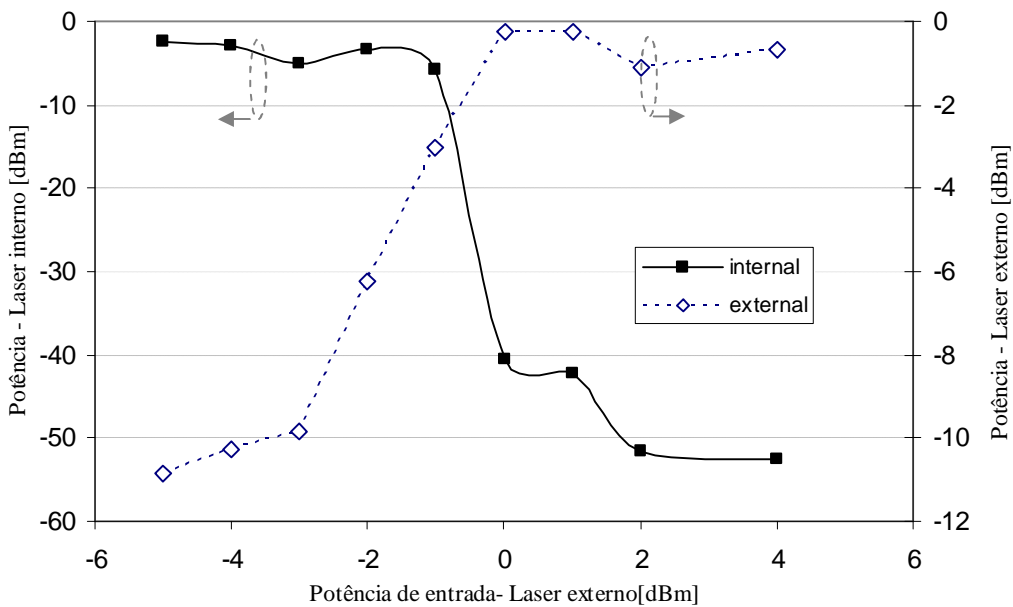
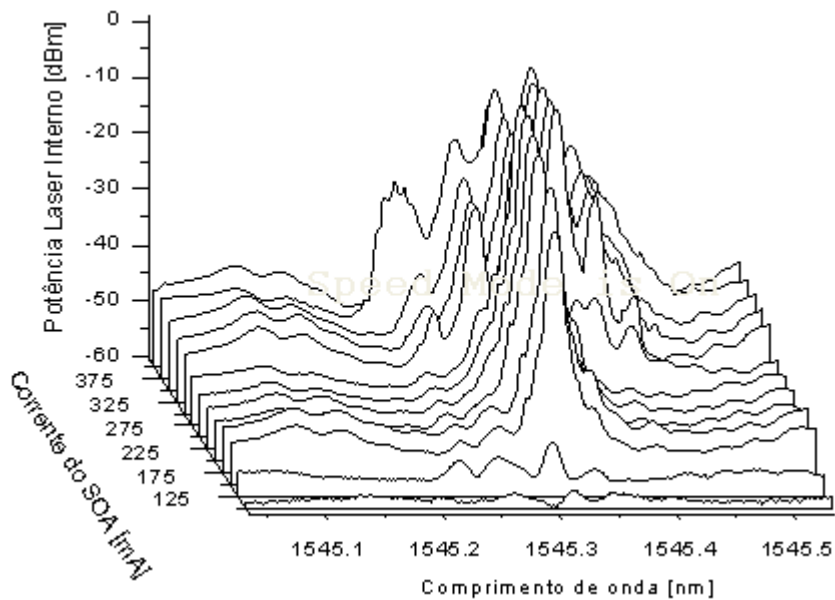


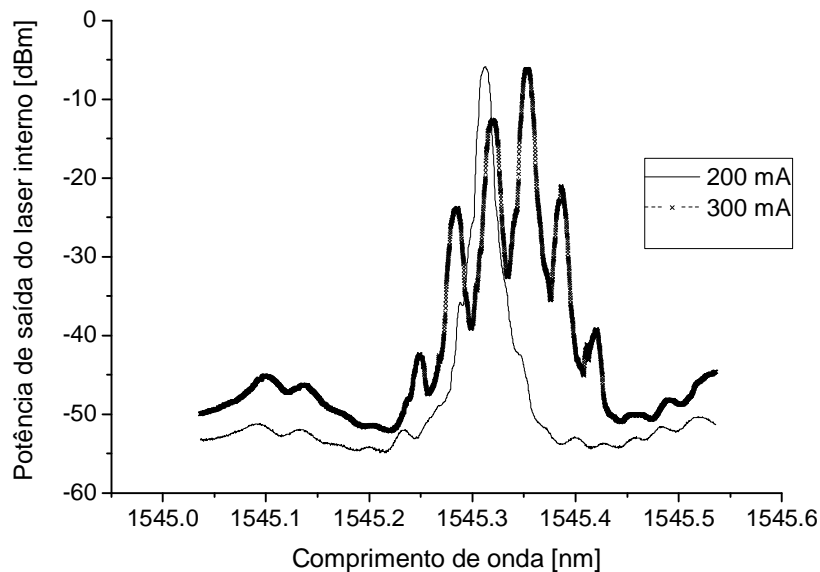
Figura 5.11 – Influência da potência do laser externo no laser interno – para uma chave óptica utilizando um BOA1007 alimentado com 300 mA.

A utilização deste dispositivo activo traz melhor estabilidade da cavidade resultante por apresentar maior ganho na banda de amplificação.

Entretanto, a relação entre o comprimento da cavidade ressonante activa e a sua largura de banda ainda pode resultar em instabilidade do laser gerado devido a distribuição de energia entre os possíveis modos laterais gerados, que podem ser limitados pela largura espectral dos FBG. A Figura 5.12 (a) apresenta os resultados experimentais do comportamento da potência do laser interno em função da variação da corrente eléctrica que alimenta o SOA. Neste caso, foram verificados espectros para correntes de alimentação de 125 a 375 mA. O aumento da corrente eléctrica resulta em maior concentração de energia dentro da cavidade ressonante e por estes motivos, modos axiais aparecem tirando a consistência do laser. A Figura 5.12 (b) apresenta os espectros resultantes da cavidade ressonante, para valores de corrente eléctrica diferentes a variar entre 200 mA e 300 mA.



(a)



(b)

Figura 5.12 – Espectros de do laser interno formado pela cavidade ressonante para diferentes valores de corrente de alimentação do SOA; e (b) para corrente de 200 mA e de 300 mA.

Assim, verifica-se que para correntes de alimentação do SOA acima de 225 mA o laser começa a apresentar comportamento multimodal.

Uma vez verificado que a corrente ideal para a experiência em questão estava entre 200 e 225 mA, verificamos a estabilidade do laser obtido através de um histograma deste laser, mostrado na Figura 5.13. Verifica-se, na figura da esquerda, o nível "1" do laser, obtido para uma corrente de 225 mA e, na figura da direita, o nível "0", quando a alimentação do SOA foi reduzida 0 mA.

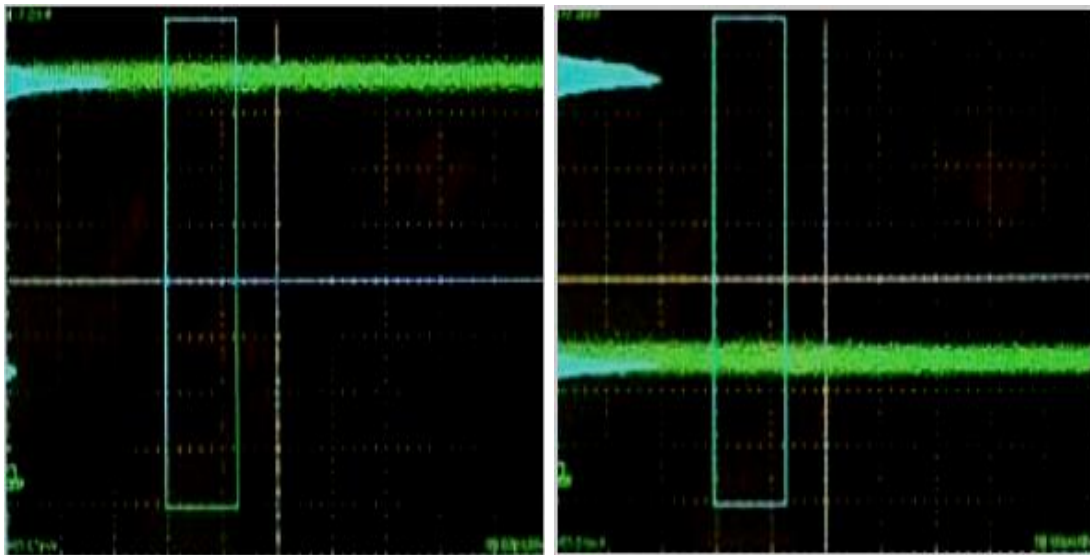


Figura 5.13 – Histogramas do laser obtido pela cavidade ressonante para uma corrente de 225 mA (à esquerda) e 0 mA (a direita).

Uma vez verificado o funcionamento da porta óptica para o estado estacionário (contínuo), o próximo passo foi verificar a estabilidade do dispositivo e sua resposta em função de taxas de transmissão. Para tal, um laser externo denominado ' λ_3 ', foi modulado em amplitude através de um Mach-Zehnder (MZ), por um sinal de onda quadrada com frequência entre 622 MHz e 10 GHz, conforme o diagrama apresentado na Figura 5.14. Para compensar os 8-9 dB de atenuação oriundos do MZ e manter uma potência suficientemente alta para comutar o laser interno do GC-SOA foi utilizado um amplificador a fibra dopada com Érbio (EDFA), obtendo-se assim um laser modulado com potência de pico superior a 10 mW na entrada do GC-SOA (ponto A da Figura 5.14).

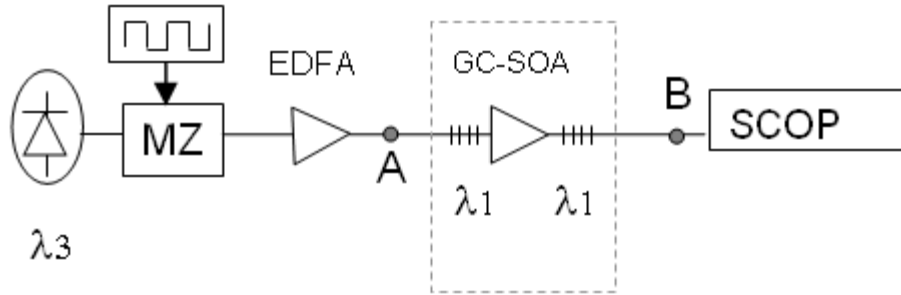


Figura 5.14 – Diagrama de um laser externo (λ_3) modulado por um *Mach-Zehnder* (MZ) que é amplificado para ser acoplado no GC-SOA.

Como citado anteriormente, a estabilidade da resposta do GC-SOA está directamente relacionado com o alinhamento do dispositivo com as fibras (acoplamento de luz) e a quantidade de potência dentro da cavidade. Sendo assim, o GC-SOA foi alimentado com 230 mA, que foi a máxima corrente de alimentação e conseqüente máximo ganho dentro da cavidade ressonante para a qual o SOA foi submetido sem a geração de modos laterais.

As Figuras Figura 5.15, Figura 5.16 e Figura 5.17, apresentam as curvas temporais para três diferentes taxas de modulação do sinal: 311 MHz, 1.24 GHz e 5.33 GHz, respectivamente.

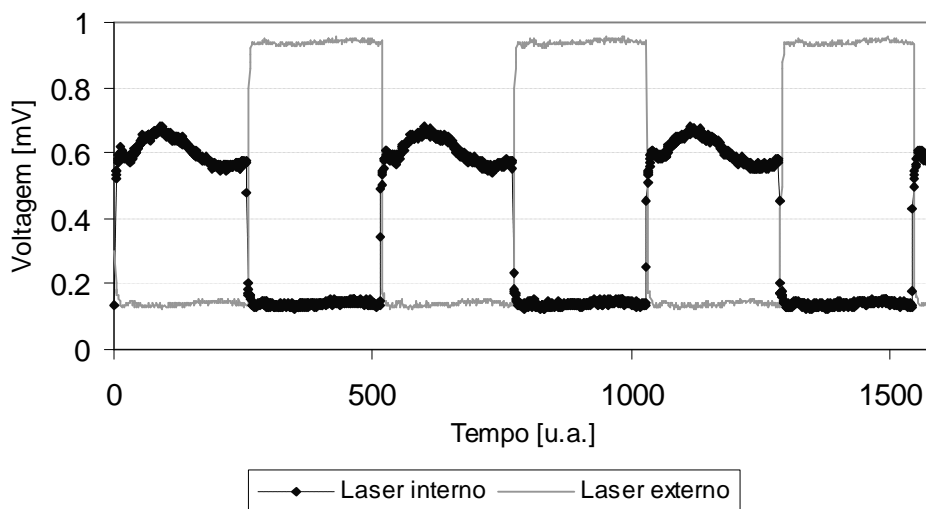


Figura 5.15 – Resposta da porta lógica óptica para um sinal modulado a 311 MHz.



Figura 5.16 – Resposta da porta lógica óptica para um sinal modulado a 1.244 GHz.

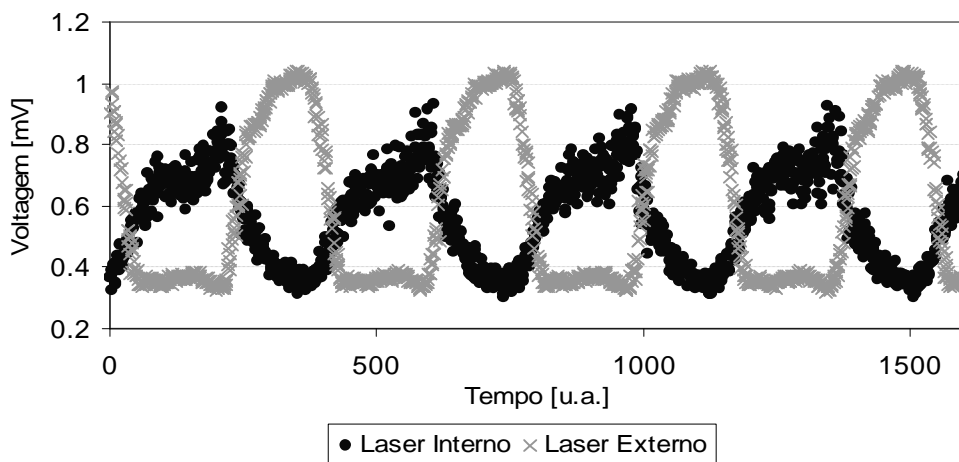


Figura 5.17 – Resposta da porta lógica óptica para um sinal modulado a 5.33 GHz.

A Figura 5.15 apresenta as curvas do sinal de entrada modulado e amplificado a 311 MHz (no ponto A da Figura 5.14) com uma razão de extinção entre 7-8 dB. A Figura 5.16, por sua vez, apresenta o espectro e o histograma do laser interno para uma modulação de 1.24 GHz do laser externo, para uma razão de extinção aproximada de 5.5 dB. Na Figura 5.17, espectros do laser externo e interno são apresentados para uma modulação de 5.33 GHz, com uma razão de extinção entre 3.5-4 dB. Comparando estas figuras, verificamos que com o aumento da taxa de transmissão o formato do sinal sofre maior deformação. Isto se deve principalmente ao facto do GC-SOA ter sua velocidade de comutação relacionada às características de alinhamento do conjunto óptico e qualidade do acoplamento de luz conseguidos na experiência.

5.2.2. *Latch* óptico

Um *latch*, é um dispositivo lógico capaz de manter um certo valor na saída, consoante uma certa excitação de entrada, e manter este valor até que uma excitação contrária mude o valor de saída [5.58].

Um *latch* óptico pode ser obtido através da combinação adequada de duas portas ópticas. Um exemplo deste dispositivo por nós idealizado é composto por dois amplificadores em configuração de ganho ligados em série, SOA1 e SOA2, com suas respectivas cavidades ressonantes de comprimento de onda λ_1 e λ_2 , determinadas pelo par de FBGs., conforme mostrado na Figura 5.18. Estes dois amplificadores são conectados por uma terceira rede de Bragg de comprimento de onda (λ_{sr}) diferente do comprimento de onda das outras duas cavidades ressonantes (λ_1 e λ_2), ou seja, diferente das outras redes de Bragg.

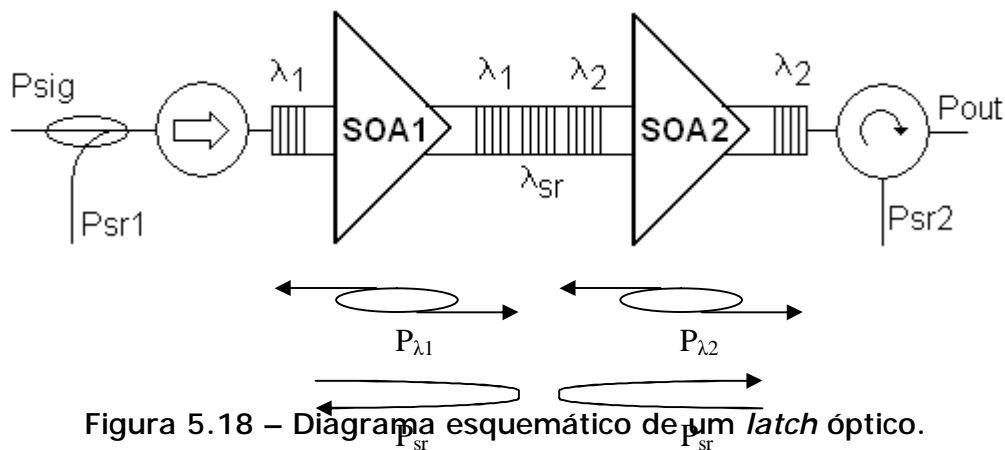


Figura 5.18 – Diagrama esquemático de um *latch* óptico.

Em uma situação inicial, onde SOA1 e SOA2 estão convenientemente alimentados, ambos apresentam actividade de laser nas suas cavidades, identificados por L1 e L2 nos comprimentos de onda λ_1 e λ_2 , respectivamente, com influência mútua entre si, entretanto, sem um estado estável definido.

Se um sinal P_{sr1} de comprimento de onda λ_{sr} é acoplado em uma das extremidades do esquemático da Figura 5.18, o mesmo interage apenas com o primeiro amplificador (SOA1) pois o mesmo é reflectido pela FBG intermédia.

Dependendo da potência do sinal P_{sr1} , o resultado da interacção de P_{sr1} com o laser L1 é o controlo deste laser como uma porta óptica "on-off". Assim, se P_{sr1} for suficientemente grande, ele "apaga" L1. Sem a presença de L1, o laser L2 "acende" estavelmente. Se as potências de L1 e L2 estiverem adequadamente optimizadas, uma vez desligado P_{sr1} , L2 continua "controlando" L1 de modo estável. Por outro lado, se um impulso óptico P_{sr2} de comprimento de onda λ_{sr} e (semelhante a P_{sr1}) é acoplado pelo circulator óptico da outra extremidade do *latch* óptico (ver Figura 5.18), o mesmo interage somente com o laser L2, "apagando-o", mas consequentemente

“acende” L1, os quais, mesmo com a extinção de P_{sr2} , permanecem nesta condição.

Para facilitar a compreensão do efeito exposto, a Figura 5.19 apresenta o diagrama de estados do *latch* óptico. Os círculos representam os estados dos lasers L1 e L2, enquanto as setas contêm as variações dos valores dos sinais de controlo P_{rs1} e P_{rs2} .

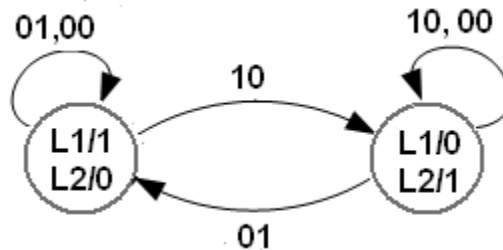


Figura 5.19 – Diagrama de estados do *latch* óptico

A Tabela 5.2 resume em valores o comportamento esperado do *latch* óptico acima descrito

Tabela 5.2 - Comportamento esperado do *latch* óptico

P_{sr1}	L1	L2	P_{sr2}
0	x	x	0
1	0	1	0
0	0	1	0
0	1	0	1
0	1	0	0

Para demonstração experimental da concepção do *latch* acima descrito, eram precisos dois conjuntos de nanoposicionadores para alinhamento de dois amplificadores em ganho “clamped”. Entretanto, em laboratório, só havia disponível 1 conjunto de nanoposicionadores para esta prática. Para a constituição do *latch* e demonstração do princípio relatado, foi utilizado um segundo laser obtido através de um anel em fibra óptica.

O laser em fibra em anel foi obtido utilizando um amplificador semiconductor comercial, acoplado a um filtro passa banda com comprimento de onda central de 1549.32 nm e isoladores para protecção do SOA de possíveis reflexões, conforme mostrado na Figura 5.20.

A largura de banda do filtro passa banda é fundamental para a obtenção do efeito de laser, de modo estável. Quanto menor a largura de banda, maior será a concentração de energia em um determinado comprimento de onda e mais estável será o laser. Entretanto, por limitações, o filtro utilizado possui uma largura de banda muito grande, na ordem de 0,5 nm, dificultando a estabilização do laser.

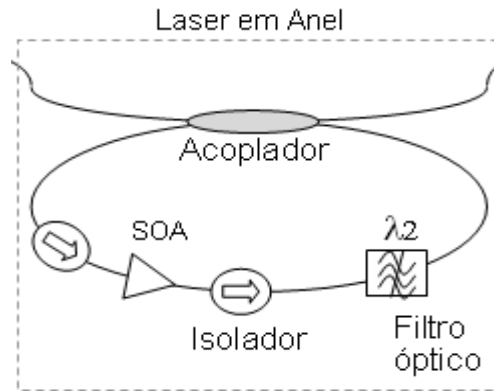


Figura 5.20 – Laser em anel de fibra óptica, utilizando um SOA e um filtro óptico passa-banda fixo.

A Figura 5.21 apresenta o comportamento do laser gerado através do anel em fibra óptica quando da variação da potência de um laser externo. Verifica-se que, devido a grande largura de banda do filtro utilizado, existe uma maior banda para geração do efeito de laser. Entretanto, haverá potência óptica em toda largura de banda do filtro, e em um comprimento de onda contido nesta largura, resultará um laser. Logo, para controlar este laser, é necessário uma maior variação de potência do laser externo em relação ao interno, ou seja, uma variação de potência externa grande para que este laser interno tenha sua potência consumida (seja apagado).

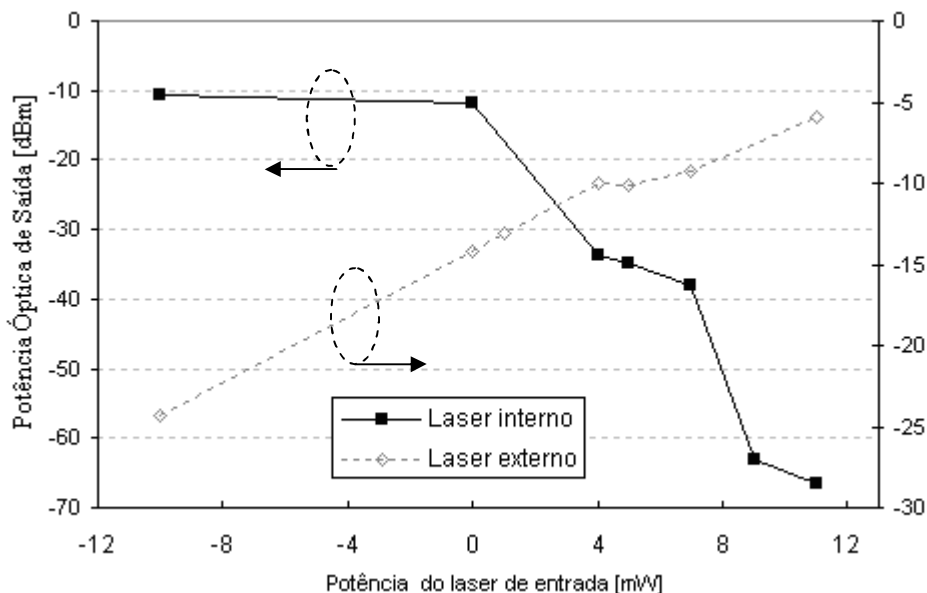


Figura 5.21 – Influência da potência do laser externo no laser interno – para uma chave óptica com anel.

Embora se tenha utilizado um filtro de largura de banda não muito estreita, a estabilidade do laser em anel foi conseguida e pode ser verificada através do histograma apresentado na Figura 5.22. Nesta mesma figura é apresentado o perfil do espectro do mesmo laser.

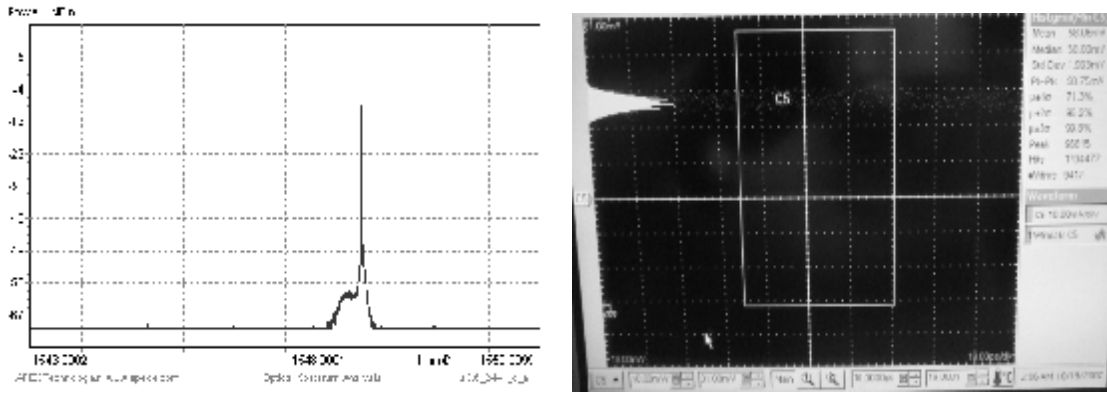


Figura 5.22 – Espectro do laser em anel; e histograma do mesmo laser.

Para concepção experimental deste laser, foram utilizados aproximadamente 3 metros de fibras ópticas. Este comprimento deve-se ao facto de que as fibras ópticas faziam parte das conexões dos dispositivos utilizados e alguns deles estavam restritos em caixas. Este facto resultou directamente na limitação da velocidade de comutação do laser [5.59], ou seja, na velocidade de resposta do laser interno. Assim, uma vez limitados em velocidade de comutação pelo laser em anel, as experiências realizadas segundo esta limitação com o objectivo de validação da proposta.

Uma outra proposta de laser em anel para tentar diminuir a largura de banda da cavidade ressonante e, conseqüentemente induzindo maior estabilidade ao laser gerado pelo anel foi analisada. A proposta baseou-se em substituir o filtro óptico por uma rede de Bragg e utilizá-la como reflectora de um comprimento de onda com o auxílio de um circulador óptico, como mostrado na Figura 5.24. Entretanto, Por termos conseguido uma boa estabilização do laser, o primeiro laser em anel é o que foi utilizado nas experiências abaixo.

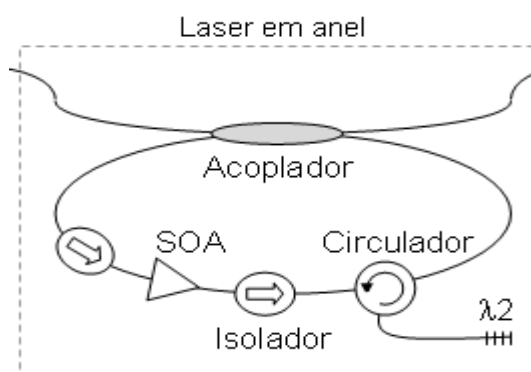


Figura 5.23 – Laser em anel utilizando um FBG como reflector de comprimento de onda.

Assim, uma vez concebidas as duas portas ópticas, (uma utilizando o dispositivo activo e outra com o laser em anel) pode-se combiná-las adequadamente para se obter um *latch* óptico. A demonstração

do princípio foi realizada utilizando a configuração apresentada na Figura 5.24.

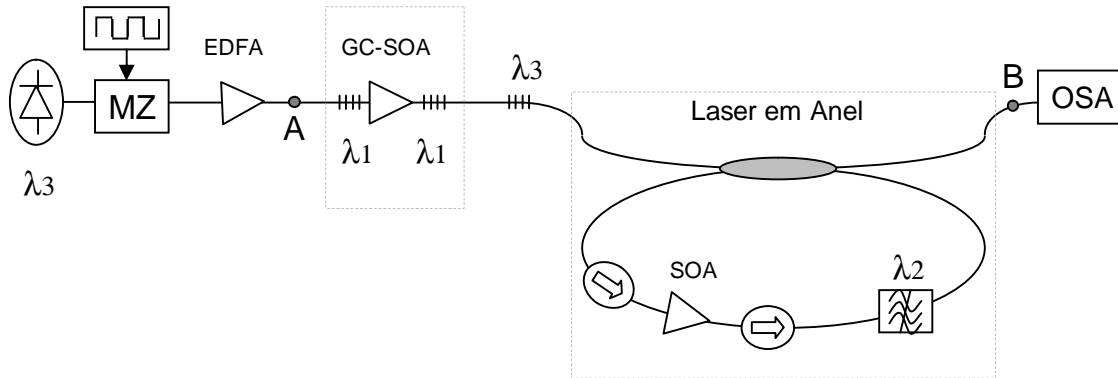


Figura 5.24 – Diagrama esquemático do *latch* óptico

Entre as conexões A e B, indicadas na Figura 5.24 foram conectados o GC-SOA (SOA em ganho grampeado) e o laser em anel, acoplados por uma FBG de comprimento de onda λ_3 . Uma vez alimentados, o GC-SOA gera um laser (L1) no comprimento de onda λ_1 enquanto o laser em anel (L2) gera em λ_2 . Nos pontos A e B são acoplados um sinal modulado e amplificado em λ_3 , e um analisador de espectros ópticos (OSA), respectivamente. Uma das dificuldades para demonstração do *latch* concentrou-se no baixo nível dos lasers L1 e L2 e conseqüentemente dificuldade de controlo mútuo entre si.

Para compensar as perdas de transmissão devido as perdas de conexão e acoplamento, foram introduzidos amplificadores ópticos (EDFAs) de modo a obterem-se valores de laser internos na saída das portas ópticas suficientemente grandes para servirem de laser externo da chave óptica seguinte e assim, conseguirem comutação. Estes amplificadores são mostrados no diagrama da Figura 5.25.

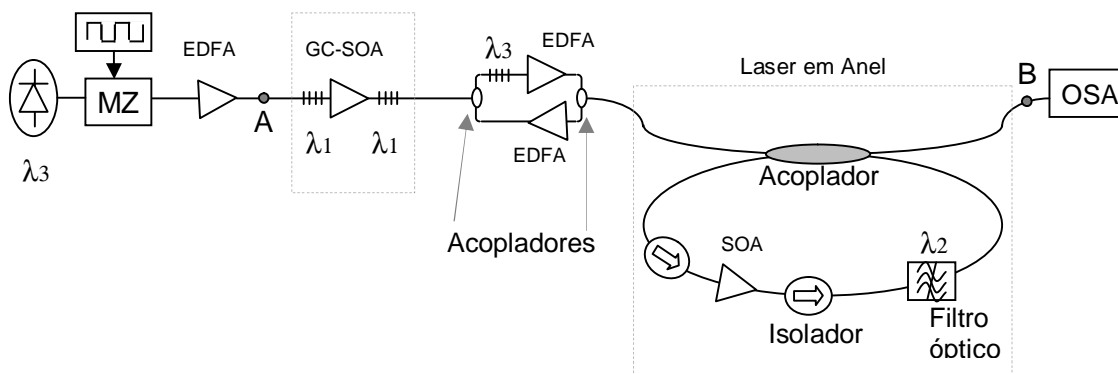


Figura 5.25 – Diagrama esquemático do *latch* óptico concebido, com amplificadores intermédios

Desta forma, considerando-se o sentido de transmissão da experiência, no qual o laser externo λ_3 excita o GC-SOA gerando um laser em λ_1 modulado sob a mesma frequência do laser λ_3 e de amplitude invertida. Enquanto o laser externo λ_3 é reflectido pela FBG λ_3 , o laser interno do FC-SOA em λ_1 é amplificado pelo amplificador EDFA e acoplado no laser em anel, agora como laser externo, controlando a existência ou extinção do laser em λ_2 , gerado no anel em fibra.

A Figura 5.26 apresenta o comportamento do *latch* do diagrama da Figura 5.25.. Uma vez que o laser em anel apresenta velocidade de resposta muito lenta, o princípio de operação do *latch* foi verificado em regime contínuo (*CW – Continuous Wave*), de modo a verificar-se a influência entre si dos laser internos.

Assim sendo, um laser externo de comprimento de onda $\lambda_3=1542.7$ nm e com potência variável foi acoplado na entrada do GC-SOA. A cavidade ressonante formada pelo par de FBG em $\lambda_1=1544.9$ nm tem sua actividade de laser controlada pela potência do laser externo em λ_3 . Quando λ_3 se apresenta desligado (ou com potência muito baixa) o laser em λ_1 está activo e sua potência também controla o apagamento do laser em anel λ_2 , conforme ilustrado na Figura 5.26.

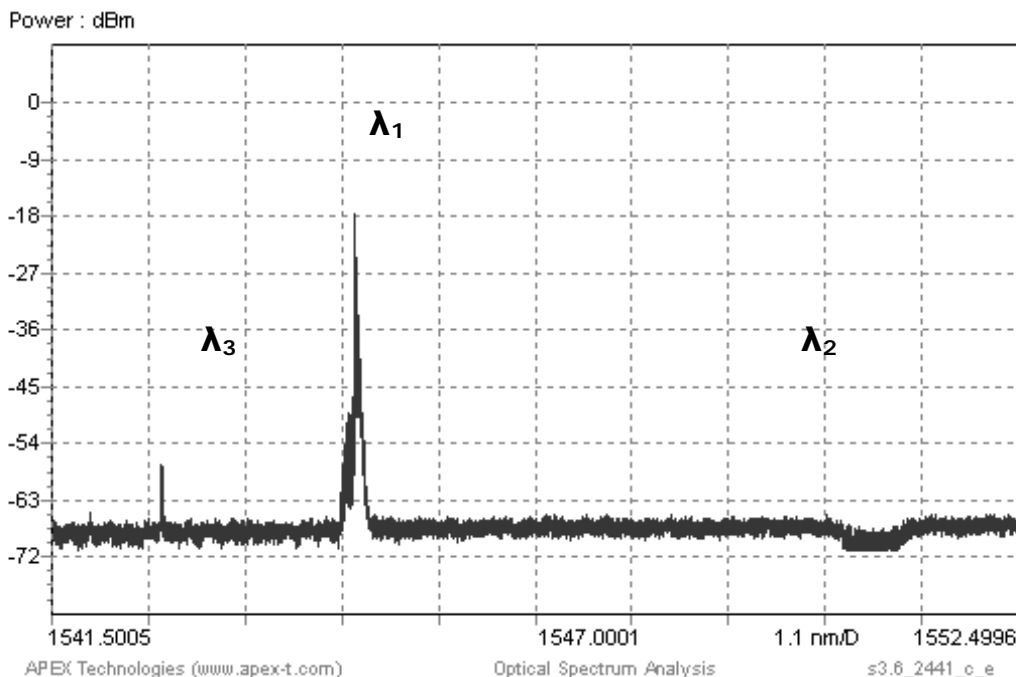


Figura 5.26 – Espectros do comportamento do *latch* quando o laser gerado no GC-SOA controla o laser em anel, com sinal de controlo λ_3 em baixa potência, e o laser λ_1 'on' e λ_2 'off'

Num segundo momento, quando o valor de potência em λ_3 é alterada para um valor superior a 5 mW, o efeito de saturação da cavidade é verificado e há o apagamento do laser em λ_1 , e assim sendo, o laser

gerado pela cavidade ressonante do anel com comprimento de onda $\lambda_2=1550.4$ nm torna-se ativo, conforme apresentado no espectro da Figura 5.27.

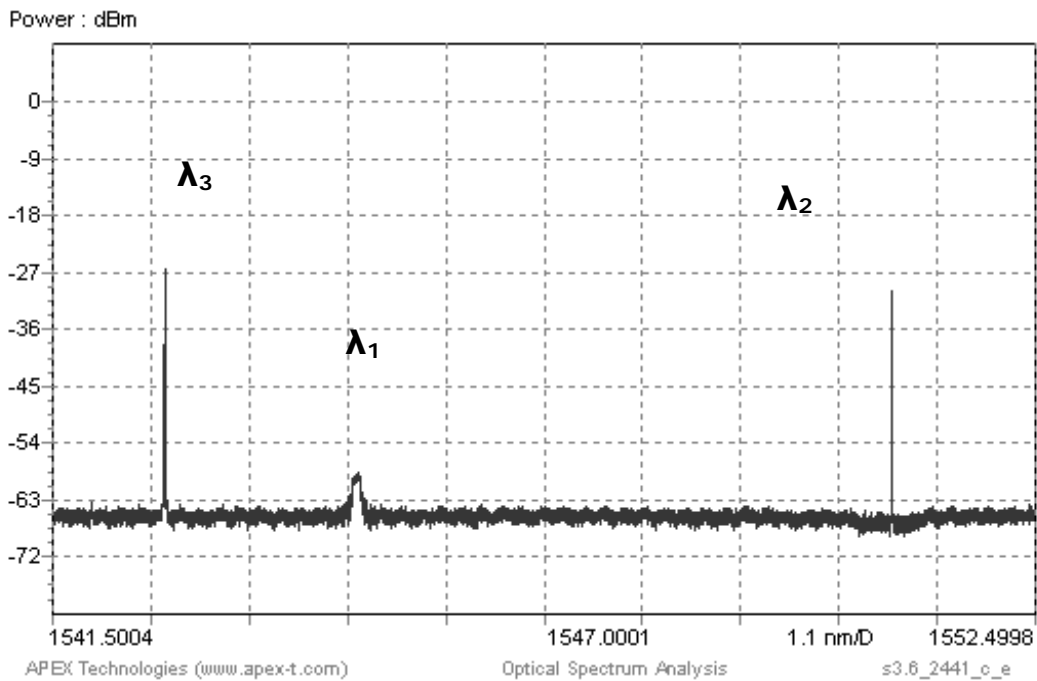


Figura 5.27 – Espectros do comportamento do *latch* quando o laser gerado no GC-SOA é controlado pelo laser em anel, com sinal de controle λ_3 em alta potência, e o laser λ_1 ‘off’ e λ_2 ‘on’

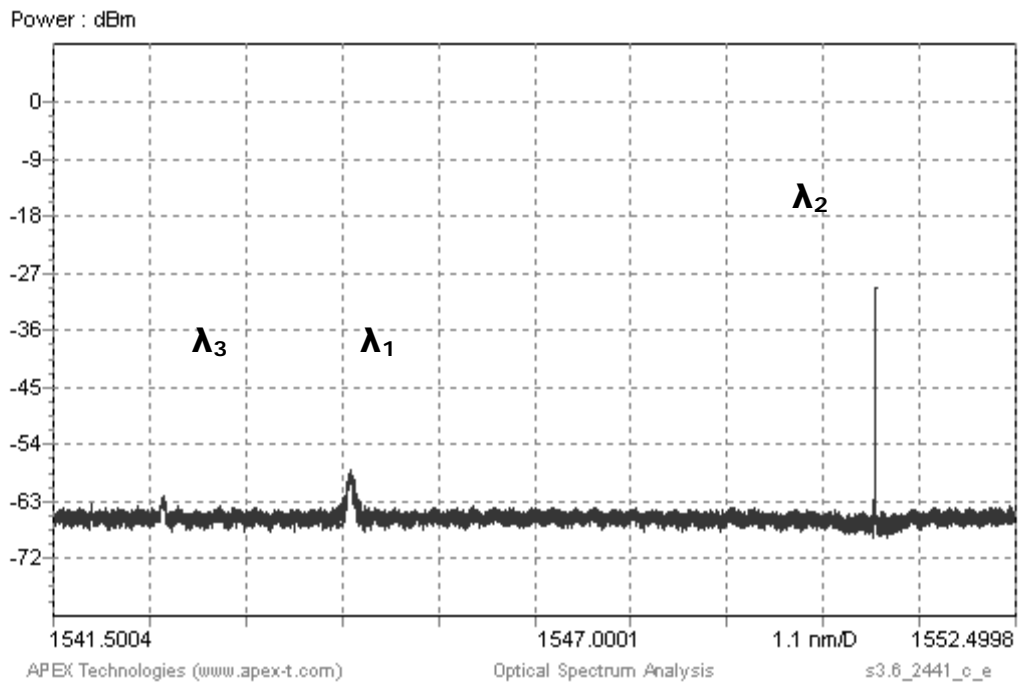


Figura 5.28 – Espectros do comportamento do *latch* quando o laser gerado no GC-SOA é controlado pelo laser em anel, com o laser λ_1 ‘off’ e λ_2 ‘on’, mesmo com a ausência do laser externo.

Em um terceiro momento, conforme apresentado na Figura 5.28, verificamos a manutenção dos estados dos dois lasers λ_1 e λ_2 mesmo com o desligamento do laser externo λ_1 , comprovando o efeito de controlo dos estados.

Assim sendo, a efectiva operação do *latch*, segundo a proposta da Figura 5.18 esteve sujeita a disponibilização de mais um conjunto de nanoalinhamento de dispositivos ópticos para realizar o acoplamento de outro *GC-SOA*, bem como optimização do perfil das cavidades ressonantes e consequentemente do perfil dos lasers internos gerados, ou implementação física dos alinhamentos a um único substrato aos moldes da proposta da Figura 5.18. Desta forma, além de minimizar os tamanhos das cavidades ressonantes e acoplamentos, e prover consequentemente possibilidade de maiores velocidades de comutação, um sistema optimizado e com menores perdas de inserção, facilitará a equalização adequada das potências dos lasers internos de modo a garantir a comutação espontânea das portas ópticas acopladas.

5.3. Conclusões

Este capítulo apresentou a base teórica para fundamentar as análises experimentais estudadas utilizando amplificadores ópticos a semicondutor. Primeiramente foi demonstrado um amplificador com ganho grampeado utilizando dispositivos comerciais e redes de Bragg (FBG) por nós construídas. Este dispositivo foi base para o estudo experimental posterior de dispositivos lógicos ópticos. O primeiro, uma porta *NOT* lógica (baseado em um *GC-SOA*), e o segundo, utilizando a anterior, um *latch* óptico. A porta lógica foi testada em velocidades de até 5.33 GHz.

Uma estrutura de um *latch*, com tamanho reduzido, foi por nós proposto, utilizando dois *GC-SOA*. Entretanto, devido a limitações de material de alinhamento em laboratório (nanoposicionadores), os testes experimentais utilizaram um *GC-SOA* e um laser em anel, o qual limitou o estudo em velocidade de comutação da proposta.

Estas limitações, por outro lado, deixam em aberto portas para a continuação deste estudo e ampliação para outros dispositivos lógicos e aprimoramento das características para melhoria das taxas de comutação.

5.4. Referências Bibliográficas

- [5.1] A. Corchia, C. Antonini, A. D'Ottavi, A. Mecozzi, F. Martelli, P. Spano, G. Guekos, and R. Dall'Ara, "Dispersion Compensation using Mid-Span Spectral Inversion without Frequency Shift," presented at *24th European Conference on Optical Communication, 1998. - ECOC1998*, Madrid, Spain pp. 511-512, 1998.
- [5.2] H. Ghafouri-Shiraz, *Fundamentals of Laser Diode Amplifiers*: John Wiley & Sons, 1996.
- [5.3] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, "Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μ m," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 1026-1028, 1987.
- [5.4] C. Holtmann, P.-A. Besse, T. Brenner, and H. Melchior, "Polarization independent bulk active region semiconductor optical amplifiers for 1.3 μ m wavelengths," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp. 343-345, 1996.
- [5.5] Y. Yamamoto and T. Mukai, "Fundamentals of optical amplifiers," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 21, pp. S1-S14, 1989.
- [5.6] L. A. Coldren and S. W. Conine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*. New York,: John Willey and Sons, 1995.
- [5.7] P. Koonath, S. Kim, W.-J. Cho, and A. Gopinath, "Polarization insensitive SOAs in AlInGaAs at 1550 nm " presented at *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2002. OFC 2002* pp. 598-599, 2002.
- [5.8] A. V. Uskov, T. W. Berg, and J. Mork, "Theory of pulse train amplification without patterning effects in quantum dot semiconductor optical amplifiers," *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. 40, pp. 306-320, 2004.
- [5.9] L. F. Tiemeijer, P. J. A. Thijs, T. van Dongen, J. J. M. Binsma, and E. J. Jansen, "Polarization resolved, complete characterization of 1310 nm fiber pigtailed multiple-quantum-well optical amplifiers," *J. Lightwave Technology*, vol. 14, pp. 1524-1533, 1996.
- [5.10] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed ed. Boston: Academic Press, 2001.
- [5.11] M. J. Connelly, "Semiconductor Optical Amplifiers and Their Applications," presented at *3rd Spanish Meeting of Optoelectronics, OPTOEL'03*, Madrid, Spain, pp. 14-16 July 2003, 2003.
- [5.12] L. Occhi, "Semiconductor Optical Amplifiers made of Ridge Waveguide Bulk InGaAsP/InP: Experimental Characterisation and Numerical Modelling of Gain, Phase, and Noise," in *Phys. Dep.*, vol. Ph.D. dissertation. Zurich, Switzerland: ETH Zurich, 2002.
- [5.13] J. Yu and P. Jeppesen, "Improvement of Cascaded Semiconductor Optical Amplifier Gates by Using Holding Light Injection," *J. Lightwave Technology*, vol. 19, pp. 614-623, 2001.
- [5.14] T. Yamatoya and F. Koyama, "Optical preamplifier using optical modulation of amplified spontaneous emission in saturated semiconductor optical amplifier," *J. Lightwave Technology*, vol. 22, pp. 1290-1295, 2004.

- [5.15] N. Pleros, C. Bintjas, M. Kalyvas, G. Theophilopoulos, K. Vlachos, and H. Avramopoulos, "50 channel and 50 GHz multi-wavelength laser source," presented at *27th European Conference on Optical Communication (ECOC) 2001*, Amsterdam, Netherlands, pp. We.P.16, 2001.
- [5.16] V. V. Prokhorov, D. S. Shvakov, and S. D. Yakubovich, "Broad-Band High-Brightness Light Sources Based on Semiconductor Optical Amplifier and Superluminescent Diode," presented at *European Conference on Biomedical Optics (ECBO)*, Munich, Germany, pp. MC10, 2005.
- [5.17] Y. D. Jeong, H. J. Lee, H. Yoo, and Y. H. Won, "All-optical NRZ-to-PRZ converter at 10 Gb/s based on self-phase modulation of Fabry-Pérot laser diode," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, pp. 1179–1181, 2004.
- [5.18] T. Watanabe, N. Sakaida, H. Vasaka, F. Kano, and M. Koga, "Transmission performance of chirp-controlled signal by using semiconductor optical amplifier," *J. Lightwave Technology*, vol. 18, pp. 1069-1077, 2000.
- [5.19] M. L. Nielsen, J. De Merlier, G. Morthier, and R. Baets, "Experimental demonstration of all-optical 2R regeneration at 10 Gb/s in a novel MMI-SOA based device," *OFC2002*, pp. 81-83, 2002.
- [5.20] H. J. Lee, H. G. Kim, J. Y. Choi, and H. K. Lee, "All-optical clock recovery from NRZ data with simple NRZ-to-RZ converter based on self-phase modulation of semiconductor optical amplifier," *Electronics Letters*, vol. 35, pp. 989-990, 1999.
- [5.21] K. Inoue, "Technique to compensate waveform distortion in a gain-saturated semiconductor optical amplifier using a semiconductor saturable absorber," *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 376-378, 1998.
- [5.22] T. Yamatoya and F. Koyama, "10 Gb/s operation of optical preamplifier using inverted ASE signal of saturated semiconductor optical amplifier," *Lasers and Electro-Optics, 2002. CLEO '02.*, vol. 1, pp. 375-376, 2002.
- [5.23] A. D. Ellis, A. E. Kelly, D. Nasset, D. Pitcher, D. G. Moodie, and R. Kashyap, "Error free 100 Gbit/s wavelength conversion using grating assisted cross-gain modulation in 2 mm long semiconductor amplifier," *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 1958-1959, 1998.
- [5.24] P. Petruzzi, C. J. K. Richardson, M. Van Leeuwen, N. Moulton, M. Dagenais, and J. Goldhar, "Optical pattern recognition by use of a segmented semiconductor optical amplifier," *Optics Letters*, vol. 26, pp. 1248-1250, 2001.
- [5.25] T. Papakyriakopoulos, K. Vlachos, A. Hatziefremidis, and H. Avramopoulos, "20 GHz broadly tunable and stable, mode-locked semiconductor optical amplifier fiber ring source," *Optics Letters*, vol. 24, pp. 1209-1211, 1999.
- [5.26] K. Vlachos, G. Theophilopoulos, A. Hatziefremidis, and H. Avramopoulos, "30 Gb/s all-optical clock recovery circuit," *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 12, pp. 705-707, 2000.
- [5.27] S. Diez, C. Schmidt, D. Hoffmann, C. Bornholdt, B. Sartorius, H. G. Weber, L. Jiang, and A. Krotkus, "Simultaneous sampling of optical pulse intensities and wavelengths by four-wave mixing in a

- semiconductor optical amplifierx," *Applied Physics Letters*, vol. 73, pp. 3821-3823, 1998.
- [5.28] A. S. M. III, "In search of transparent networks," *Spectrum, IEEE*, vol. 38, pp. 47-51, 2001.
- [5.29] A. Buxens, H. N. Poulsen, A. T. Clausen, and P. Jeppesen, "All-optical OTDM-to-WDM signal-format translation and OTDM add-drop functionality using bidirectional four wave mixing in semiconductor optical amplifier," *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 156-158.
- [5.30] T. J. Morgan, R. S. Tucker, and J. P. R. Lacey, "All-optical wavelength translation over 80 nm at 2.5 Gb/s using FWM in an MQW semiconductor optical amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 982-984, 1999.
- [5.31] O. Kamatani and S. Kawanishi, "Prescaled timing extraction from 400 Gb/s optical signal using a phase lock loop based on four-wave mixing in a laser diode amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 1094-1096, 1996.
- [5.32] F. Futami and K. Kikuchi, "Generation of 113 GHz, 1.8 ps optical pulse trains by Fourier synthesis of four-wave mixing signals obtained from semiconductor optical amplifiers," *Optics Letters*, vol. 22, pp. 1873-1875, 1997.
- [5.33] D. M. Patrick, A. D. Ellis, D. A. O. Davis, M. C. Tatham, and G. Sherlock, "Demultiplexing using polarisation rotation in a semiconductor laser amplifier," *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 341-342, 1994.
- [5.34] Y. Dong, W. Cai, X. Jia, H. Wang, L. Lu, and S. Xie, "Noninverted wavelength conversion with signal improvement and chirp compression utilizing birefringence in SOAs," *Optics Communications*, vol. 191, pp. 229-234, 2001.
- [5.35] W. Cai, Y. Dong, M. Zou, Q. Zhang, M. Chen, and S. Xie, "Reduction of waveform distortion in a semiconductor optical amplifier using internal birefringence and slope filtering," presented at *27th European Conference on Optical Communication, 2001. ECOC '01.*, Amsterdam, pp. 404-405, 2001.
- [5.36] H. Soto, D. Erasme, and G. Guekos, "5 Gb/s XOR optical gate based on cross-polarization modulation in semiconductor optical amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, pp. 335-337, 2001.
- [5.37] K. Suzuki, K. Iwatsuki, S. Nishi, and M. Suruwatari, "Error-free demultiplexing of 160 Gbit/s pulse signal using loop mirror including semiconductor laser amplifier," *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 1501-1503, 1994.
- [5.38] S. Fischer, M. Dülk, E. Gamper, W. Vogt, W. Hunziker, E. Gini, H. Melchior, A. Buxens, H. N. Poulsen, and A. T. Clausen, "All-optical regenerative OTDM add-drop multiplexing at 40 Gb/s using monolithic InP Mach-Zehnder interferometer " *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, pp. 335-337, 2000.
- [5.39] S. Fischer, M. Bitter, M. Caraccia, M. Dülk, E. Gamper, W. Vogt, E. Gini, H. Melchior, and W. Hunziker, "All-optical sampling with a monolithic ally integrated Mach-Zehnder interferometer gate," *Optics Letters*, vol. 26, pp. 626-628, 2001.
- [5.40] T. Yamamoto, U. Feiste, J. Berger, C. Schubert, C. Schmidt, R. Ludwig, and H. G. Weber, "160 Gbit/s demultiplexer with clock

- recovery using SOA-based interferometric switches and its application to 120 km fiber transmission," presented at *27th European Conference on Optical Communication, 2001. ECOC '01.*, Amsterdam, Netherlands, pp. 192-193, 2001.
- [5.41] A. E. Kelly, R. J. Manning, A. J. Poustie, and K. J. Blow, "All-optical clock division at 10 and 20 GHz in a semiconductor optical amplifier based nonlinear loop mirror," *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 1337-1338, 1998.
- [5.42] L. Schares, L. Occhi, G. Guekos, and H. Melchior, "80 GHz fiber ring laser using monolithic Mach-Zehnder interferometer with integrated semiconductor optical amplifiers," presented at *ECOC2002*, Yokohama, pp. 458-459, 2002.
- [5.43] S. Fischer, M. Dulk, M. Puleo, R. Girardi, E. Gamper, W. Vogt, W. Hunziker, E. Gini, and H. Melchior, "40-Gb/s OTDM to 4 x 10 Gb/s WDM conversion in monolithic InP Mach-Zehnder interferometer module," *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 11, pp. 1262-1264, 1999.
- [5.44] T. Fjelde, A. Kloch, D. Wolfson, B. Dagens, A. Coquelin, I. Guillemot, F. Gaborit, F. Poingt, and M. Renaud, "Novel scheme for simple label-swapping employing XOR in an integrated interferometric wavelength converter," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, pp. 750-752, 2001.
- [5.45] T. Fjelde, D. Wolfson, A. Kloch, C. Janz, A. Coquelin, I. Guillemot, F. Gaborit, F. Poingt, B. Dagens, and M. Renaud, "10 Gbit/s all-optical logic OR in monolithically integrated interferometric wavelength converter," *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 813-815, 2000.
- [5.46] Michael J. Connelly, "Wideband Semiconductor Optical Amplifier Steady-State Numerical Model," *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, vol. 37, pp. 439-447, 2001.
- [5.47] The MathWorks Inc., "MATLAB External Interfaces", Version 7
- [5.48] Z. Li, Y. Liu, S. Zhang, H. Ju, H. De Waardt, G. D. Khoe, H. J. S. Dorren, and D. Lenstra, "All-optical logic gates using semiconductor optical amplifier assisted by optical filter," *Electronics Letters*, vol. 41, pp. 1397-1399, 2005.
- [5.49] X. Ye, P. Ye, and M. Zhang, "All-optical NAND gate using integrated SOA-based Mach Zehnder interferometer," *Optical Fiber Technology*, vol. 12, pp. 312-416, 2006.
- [5.50] K. E. Stubkjaer, "Semiconductor optical amplifier-based all-optical gates for high-speed optical processing," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 6, pp. 8, 2000.
- [5.51] P. Doussiere, A. Jourdan, G. Soulage, P. Garabedian, C. Graver, T. Fillion, E. Derouin, and D. Leclerc, "Clamped gain travelling wave semiconductor optical amplifier for wavelength division multiplexing applications," presented at *14th IEEE International Semiconductor Laser Conference, 1994.*, Maui, HI, USA pp. 185-186, 1994
- [5.52] Raman Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, 1st edition ed: Academic Press, 1999.
- [5.53] Covega, "SAF 1126: C-band Single Angled Facet Gain Chip", <http://www.covega.com/Products/pdfs/SAF%201126%20Rev%20C.pdf>, datasheet disponível em Janeiro de 2010.

- [5.54] Covega, "BOA 1007: C-band Booster Optical Amplifier Chip", <http://www.covega.com/products/pdfs/BOA%201007%20Rev%20C.pdf>, datasheet disponível em Janeiro de 2010.
- [5.55] W. Tao, W. Zhegxin, and H. Dexiu, "Theoretical analysis of a tapered-rib semiconductor optical amplifier," *Optics communications*, vol. 214, pp. 9, 2002.
- [5.56] K. O. Hill and G. Meltz, "Fiber Bragg Grating Technology: Fundamentals and Overview," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1263-1276, 1997.
- [5.57] R. C. Polson, G. Levina, and V. V. Z, "Mode characterization of microring polymer lasers " *Synthetic Metals*,, vol. 116, pp. 363-367, 2001.
- [5.58] R. J. Tocci and N. S. Widmer, *Digital Systems: Principles and Applications*, 8th Edition ed: Prentice Hall, 2000.
- [5.59] S. Zhang, Z. Li, Y. Liu, G. Khoe, and H. Dorren, "Optical shift register based on an optical flip-flop memory with a single active element," *Optics Express*, vol. 13, pp. 9708-9713, 2005.

6. Conclusões

Esta tese faz referência a um dos elementos mais importantes nos sistemas de comunicação por fibras ópticas, os amplificadores ópticos. Foram desenvolvidos alguns casos de estudo para cada um dos amplificadores ópticos com relevância nas telecomunicações e na actualidade, nomeadamente, amplificadores dopados com iões de terras raras, em especial o Érbio (EDFA – Amplificadores a fibra dopada com Érbio), amplificadores a semicondutor (SOA) e amplificadores de Raman.

Primeiramente estudaram-se os amplificadores a fibra dopada com Érbio, para os quais se realizaram estudos teóricos e comparativos onde foram analisados e estimados comportamentos de ganho e figura de ruído de diferentes perfis de fibra óptica dopada. Num segundo momento, utilizou-se a modelização de caixa preta para caracterização de ganho e figura de ruído para um EDFA. Esta técnica permitiu estimar as características citadas através dos valores obtidos experimentalmente e posteriormente modelá-los através de equações empíricas. Esta modelização foi estendida e aplicada também a um amplificador baseado em guia de onda dopado com Érbio (EDWA).

Alternativamente aos amplificadores dopados com iões de terras raras, os amplificadores de Raman utilizam o efeito de espalhamento de Raman para transferir de forma controlada a potência óptica de uma bomba num certo comprimento de onda para uma região espectral onde o máximo se encontra 13,2 THz abaixo desta bomba. Foi verificado que para este efeito ocorrer, é necessário ter potências elevadas na fonte óptica (bomba), na ordem de algumas centenas de miliwatts. Uma das características deste tipo de dispositivo é permitir ganho em qualquer comprimento de onda, limitado apenas pelo comprimento de onda da fonte óptica. Assim, considerando estas características, foram desenvolvidos alguns casos de estudo específicos.

Inicialmente procurou-se apresentar uma proposta de amplificação para um sistema real do tipo PON. Como premissa deste caso, além das elevadas perdas de inserção do divisor óptico, era importante evitar amplificadores na ODN (*optical distribution network*), concentrando-os como amplificadores de potência (conectados logo a saída do transmissor, para diminuir os custos de implementação e manutenção do sistema). Verificou-se, entre outros casos, que um sistema destes utilizando 2 bombas com comprimentos de onda e potência otimizados pode alcançar distâncias superiores a 90 km com até 750 utilizadores, sem recurso a codificação especial. A inserção de recursos de codificação pode estender seu alcance do sistema além de poder quase triplicar o número de utilizadores.

Posteriormente, ainda considerando a amplificação de Raman, métodos para criação de lasers em fibra óptica a partir do uso de redes de Bragg (FBG) foram experimentados em laboratório. Verificou-se a possibilidade de utilização do efeito de espalhamento de Rayleigh para promover uma cavidade ressonante virtual e assim conseguir efeito lasers

em fibra, utilizando apenas um conjunto de redes de Bragg em apenas uma das extremidades da cavidade. Com esta técnica, eliminam-se os problemas provenientes de diferenças físicas como temperatura e pressão entre as extremidades da fibra onde estão gravadas as FBGs, o que resultaria em variações do comprimento de onda de Bragg de cada rede e consequentemente possíveis problemas aquando da formação e estabilização da cavidade ressonante. Assim, a técnica de formação de cavidade ressonante com uma FBG em apenas uma extremidade usufruindo do espalhamento de Rayleigh para geração de laser foi modelada e experimentalmente utilizada para obtenção de amplificação de Raman de segunda ordem.

Ainda, utilizando a tecnologia de amplificação de Raman, foi proposta uma forma de regeneração óptica 2R de sinais. Esta metodologia foi modelizada utilizando o conceito de transferência de intensidade de ruído induzido por uma bomba de Raman. Para tal, verificou-se a necessidade de caracterização posterior como um trabalho futuro, de um elemento de amplificação eléctrica o qual servirá como compensador para equalização do ganho.

Por último, os amplificadores ópticos semicondutores (SOA) foram alvo de estudo. Estes dispositivos, além de possibilitarem a fácil integração sistemas, utilizam os vários efeitos não lineares para conceber não só amplificação mas também outros dispositivos ópticos, como por exemplo conversores de comprimento de onda, chaves ("*gates*") entre outras.

Os objectivos principais dos estudos relativos a esta tecnologia foram a construção de dispositivos ópticos mais elaborados, de baixo custo, utilizando componentes comerciais. Assim, primeiramente foram desenvolvidos amplificadores de ganho grampeado (GC-SOA), utilizando dispositivos de ganho comerciais e pares de FBGs por nós desenvolvidos, fixos numa bancada e alinhados utilizando nanopositionadores. Num segundo momento, utilizando o GC-SOA, portas ópticas (*NOT gate*) foram concebidas e analisadas em uma taxa de bits de até 5.33 Gbps. Por fim, uma estrutura utilizando duas destas portas foi proposta para obter um *latch* óptico. Como só pudemos realizar uma porta lógica com os dispositivos activos e nanopositionadores disponíveis em laboratório, uma outra porta, utilizando um laser em anel foi por nós concebida para validar a proposta inicial. Como o laser em anel apresenta uma resposta mais lenta devido ao comprimento do anel, o mesmo introduziu uma limitação de taxa, que na proposta inicial, somente com GC-SOAs deve seguir a velocidade de comutação da porta obtida de 5,33 Gbps.

7. Trabalhos futuros

Nesta tese procurou-se estudar cada um dos principais amplificadores ópticos actuais, teórica e experimentalmente, de modo a trazer alguma contribuição científica para cada um dos tópicos considerados. Também foi verificada a possibilidade de trabalhos futuros, que possam basear-se neste documento. São os principais:

- Implementação completa do *latch* óptico utilizando componentes discretos, e a consequente optimização do processo e maximização das taxas de operação;
- A concepção de dispositivos ópticos lógicos mais elaborados, como por exemplo, o *flip-flop*, utilizando dispositivos comerciais.
- Implementação experimental do regenerador 2R utilizando amplificação de Raman, para o qual foi apenas realizada uma abordagem teórica nesta tese e onde portanto, são necessários as implementações experimentais.

Anexo 1 - Métodos empíricos para melhorar o acoplamento da luz entre fibras ópticas e um SOA

Entre as várias técnicas para aperfeiçoar a construção da cavidade ressonante, destacam-se 2 métodos. Estas duas técnicas basearam-se na tentativa de otimizar a cavidade ressonante, ou seja, otimizar os perfis das FBG. Uma terceira técnica de otimização também foi utilizada, com o intuito de melhorar o acoplamento entre fibras e SOA, através de arcos eléctricos na extremidade da fibra óptica.

A1. Técnicas de otimização da cavidade ressonante

Em busca do par de FBG que proporcionassem a cavidade ressonante mais adequada possível com a estrutura laboratorial disponível, foram realizadas algumas técnicas de otimização abaixo descritas:

A1.1. Gravação de várias redes e identificação dos melhores pares

As redes de Bragg apresentam menor largura de banda consoante o seu maior comprimento de gravação, ou seja, quando maior for o comprimento de fibra gravada, menor é a largura de banda do filtro gravado.

Para a gravação de redes longas (na ordem de centímetros) é preciso utilizar o método de gravação de máscara de fase, com a qual é possível uma maior homogeneidade na rede gravada. Este método apresenta um desconforto na repetibilidade de gravações, uma vez que depende de muitas entidades físicas que influenciam na característica final da rede gravada, como por exemplo: tensão na fibra óptica, estabilidade de potência do laser de gravação, alinhamento do laser, tempo de hidrogenação da fibra, entre outras.

As primeiras experiências indicaram que redes com comprimentos entre 2 e 2.5 cm poderiam gerar a largura de banda desejada, e com baixa perda no comprimento de onda central.

A primeira ideia foi realizar a gravação de várias redes, procurando a melhor repetibilidade do processo.

O resultado deste processo é apresentado na Figura A1.1, a qual ilustra os diagramas de reflexão para 4 redes gravadas. Verifica-se que, mesmo com o processo manual extremamente meticuloso, onde tentamos controlar a potência do laser, o tempo de gravação idêntico para todas as redes, o alinhamento de gravação, a tensão que é submetida a fibra óptica os resultados são ligeiramente diferentes, tanto em comprimento de onda central, quanto em reflectividade, largura de banda e lóbulos laterais.

Este processo apresentou duas directivas de estudo: 1º) utilizar um par de redes idênticas, com a menor diferença possível entre si; 2º)

utilizar duas redes com menor rejeição no comprimento de onda central de tal forma a que a intersecção entre os dois perfis resulte numa cavidade ressonante ultra estreita.

Devido às limitações laboratoriais, a primeira opção sempre agregou a possibilidade de termos modos axiais pois a largura de banda das redes não foi estreita o suficiente para evitá-los com máximo ganho do SOA. Já a segunda opção, revelou a necessidade de redes muito próximas e com uma reflectividade muito baixa para que o ganho da cavidade ainda seja suficiente para compensar estas reflexões e as perdas por acoplamento.

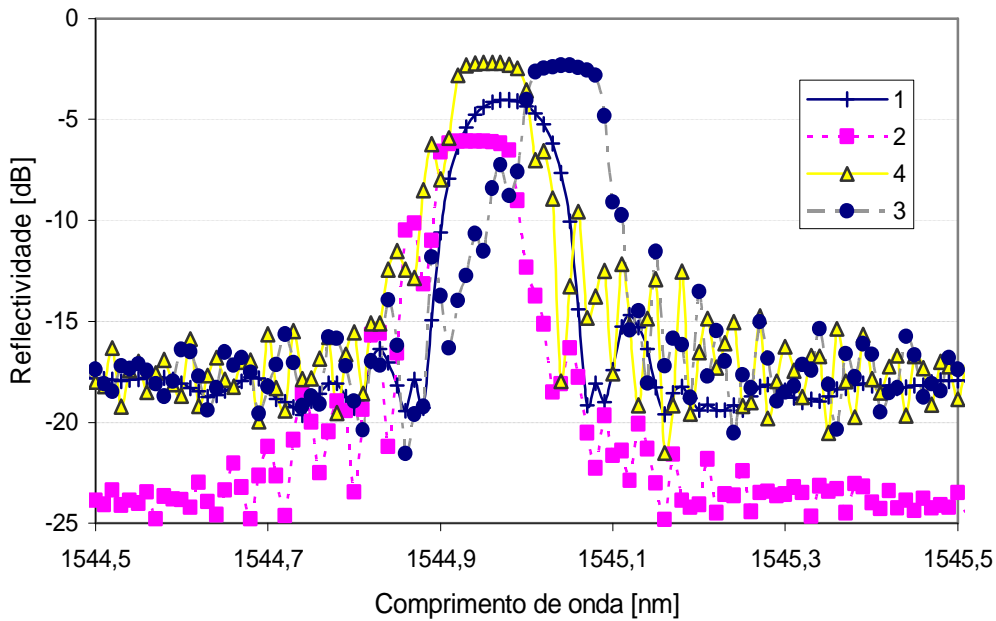


Figura A1.1 – Espectro de 4 redes de Bragg, gravadas com a mesma máscara de fase, em busca do par idêntico.

A Figura A1.2 (a) ilustra este segundo caso onde temos o perfil das redes com comprimento de onda central mais próximos (ligeiramente descaçados). A Figura A1.2 (b) apresenta o espectro de potência de laser obtido na cavidade ressonante formada pelas duas redes de Bragg.

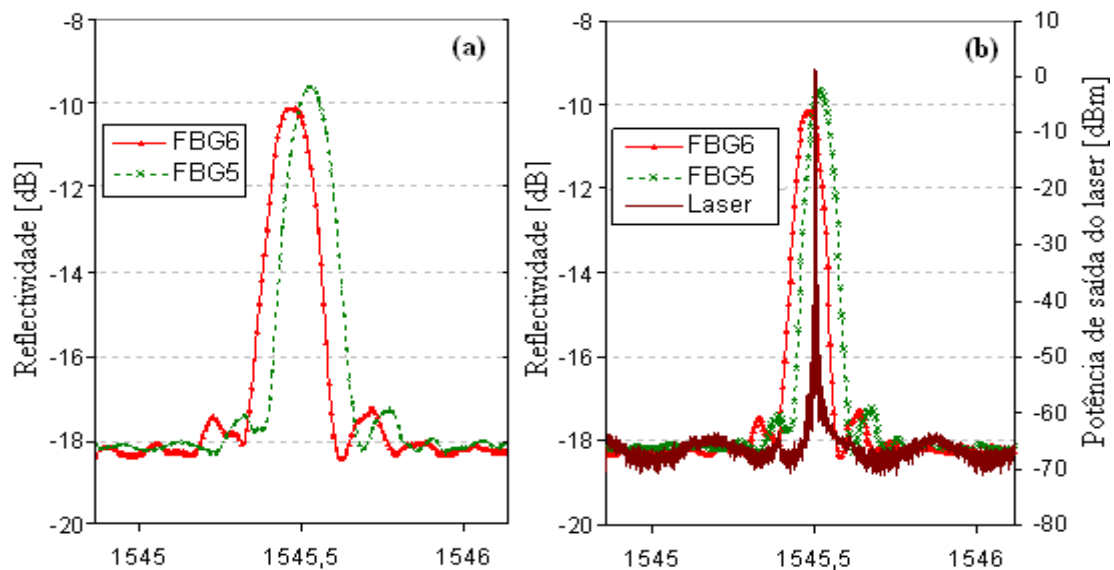


Figura A1.2 – (a) espectro de um par de redes de Bragg, ligeiramente deslocadas; (b), efeito de laser, no comprimento e onda coincidente das redes, as quais forma uma cavidade ressonante de largura estreita.

A1.2. Obtenção de duas redes através de um único processo de gravação:

Para tentar minimizar o problema de repetibilidade acima descrito, verificou-se a possibilidade de minimizar a quantidade de parâmetros variáveis. Para tal, primeiramente verificou-se a limitação do equipamento de gravação. Para o laser, máscara e equipamento disponíveis em laboratório, o maior comprimento de fibra que poderia ser gravado era em torno de 5 cm.

Neste panorama, foi gravada uma rede com 5 cm, para a qual o alinhamento e tensão da fibra seriam sempre iguais, além dos parâmetros de velocidade de gravação; e estar-se-ia sujeito a variações de potência no feixe óptico do laser pelo maior tempo necessário para executar toda a gravação.

Com uma rede com o dobro do comprimento necessário, poderíamos cuidadosamente cortá-la ao meio e obter duas redes supostamente idênticas.

O resultado deste processo é apresentado na Figura A1.3 onde verifica-se que a dificuldade de corte perfeito e clivagem da fibra, bem como a variação de potência do laser de gravação devido ao tempo excessivo do processo resultaram em duas redes com perfis ópticos diferentes.

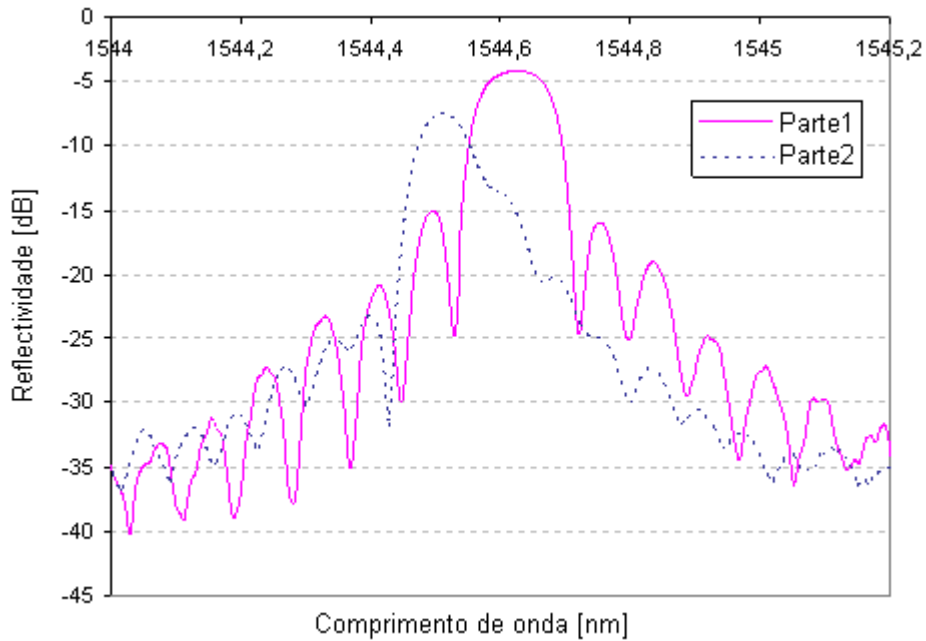


Figura A1.3 – Espectros de uma rede de Bragg longa, seccionada a meio.

A2. Técnicas de optimização do acoplamento entre fibra e SOA

Uma vez escolhida o melhor par de FBG para ter-se a melhor cavidade ressonante possível, verificou-se a possibilidade de melhorar o acoplamento de luz entre as fibras e o SOA. Para tal, estudou-se um método para aumentar o cone de aceitação da fibra óptica formando uma espécie de lente na sua extremidade.

Para fazer a lente, utilizou-se uma máquina de fusão de fibras, para a qual foram controlados a potência do arco eléctrico de fusão e o tempo de duração do mesmo. A Figura A1.4 apresenta duas impressões de tela da máquina de fusão, um comparativo entre a fibra óptica antes (a esquerda) e depois (a direita) do arco eléctrico,

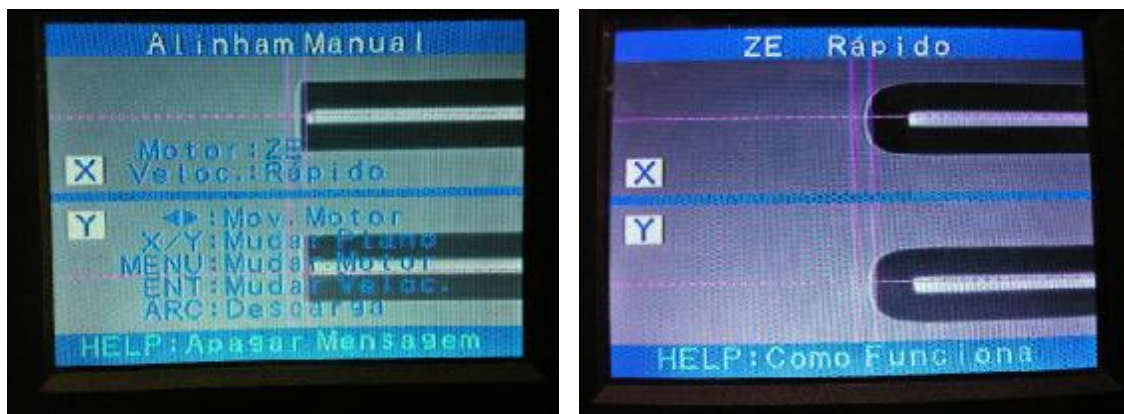


Figura A1.4 – Imagens de uma fibra óptica (visão do eixo x e do eixo y). À direita, uma fibra bem clivada e limpa, e à esquerda, a fibra após um arco eléctrico com potência e duração controlados.

É de se esperar que um arco eléctrico altere as características da fibra óptica alterando-se o perfil de índice de refacção local da mesma. A Figura A1.5 apresenta o perfil de reflectividade de uma rede de Bragg obtida através do processo de divisão ao meio, ou seja, a rede gravada está na extremidade da fibra sujeita ao arco eléctrico. Verifica-se que a alteração de índices de refacção na extremidade introduziu um pouco de reflectividade ou perdas em transmissão no comprimento de onda central da FBG, o que indica que este método não deve ser aplicado sobre uma rede, mas sim, apenas a fibra.

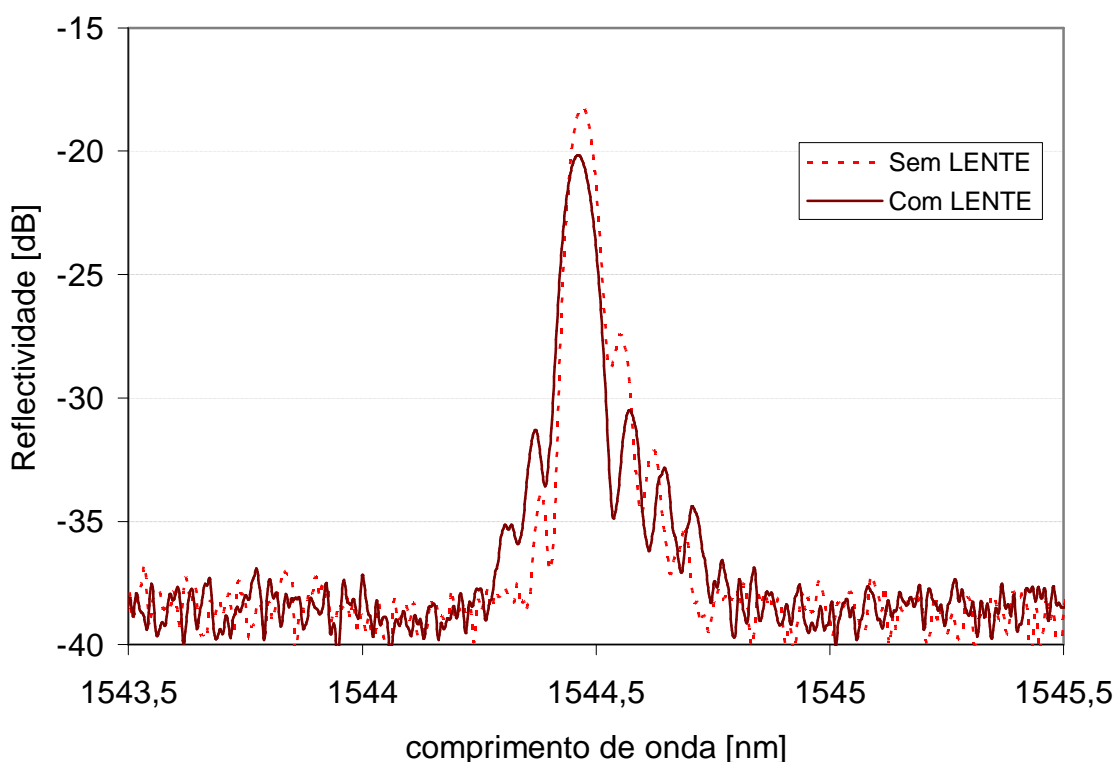


Figura A1.5 – Espectros de transmissão de um laser utilizando a fibra apenas clivada (curva mais clara) e com a fibra deformada pelo arco eléctrico - formação da lente(curva mais escura).

Para qualificar o processo de melhoria no acoplamento da luz, utilizaram-se várias fibras ópticas, para as quais, uma a uma, realizou-se a medida de melhor alinhamento com o SOA, antes e depois do arco eléctrico, ou seja, a fibra foi alinhada duas vezes, sempre buscando maximizar a medida de ASE do SOA através de um medidor de potência. As diferenças entre as medidas antes e depois do arco, transformaram-se em medidas de ganho obtido pelo processo, apresentado na Figura A1.6.

Ganho de acoplamento (Lente)

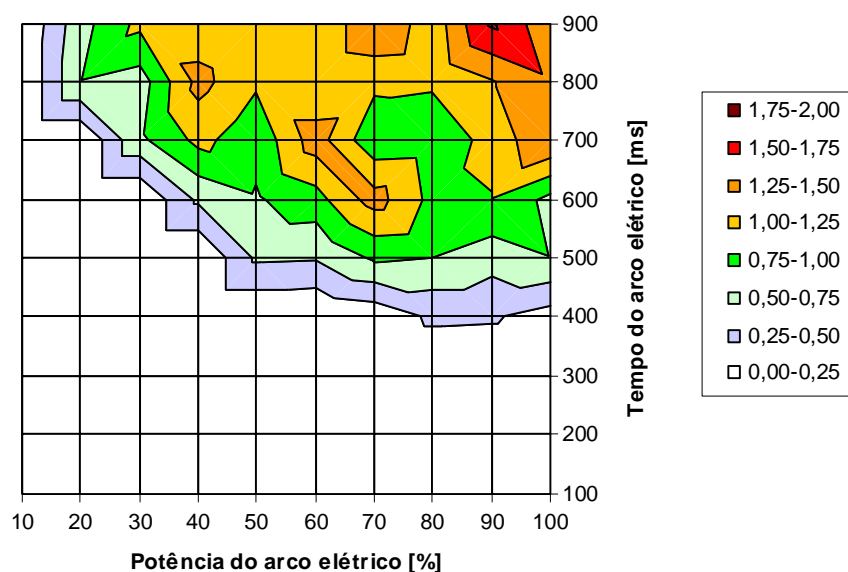


Figura A1.6 – Análise gráfica do processo empírico de confecção de uma lente na extremidade da fibra óptica.

Verificou-se que esta técnica pode ser útil para o processo de acoplamento da luz, pois pode-se obter um ganho entre 1.25 e 1.75 dB utilizando esta técnica empírica, para tempos de arco eléctrico superiores a 600 ms.

Anexo 2 - Produção Bibliográfica relacionada com esta tese

Neste capítulo estão citados os trabalhos publicados durante o período de desenvolvimento do doutoramento, e que estão interligados aos assuntos apresentados.

Estão divididos em 3 grupos:

- a) Capítulos de livros publicados:
 - Quantidade: 2.
- b) Texto em jornais de notícia / revistas científicas:
 - Quantidade: 5.
- c) Trabalhos completos publicados em anais de congressos:
 - Quantidade: 20.

São eles:

- a) **Capítulos de livros publicados**
 1. S. L. STEVAN Jr P. André, A. N. Pinto, A. Teixeira, B. Neto, D. Spertti, J. F. ROCHA, M. Bernardo, M. Fugihara, and M. Facão, "Optical Fibers Research Advances," in *New Challenges in Raman Amplification for Fiber Communication Systems*, J. C. Schlesinger, Ed. New York, USA: Nova Science Publishers, 2007, pp. 51-81.
 2. S. L. STEVAN Jr., P. André, A. N. Pinto, A. Teixeira, B. Neto, D. Spertti, J. F. ROCHA, M. Bernardo, M. Fugihara, and M. Facão, "Telecommunications Research Trends," in *New Challenges in Raman Amplification for Fiber Communication Systems*, E. P. L. Hans F. Ulrich, Ilda Abe, and P. S. Andre., Ed. New York: Nova Science Publishers, 2008, pp. 177-208.
- b) **Textos em jornais de notícias/revistas científicas**
 1. B. Neto, S. L. STEVAN Jr., P. André, A. Teixeira, R. Nogueira, and M. Lima, "Optimização eficiente do ganho espectral de amplificadores de Raman com bombagem distribuída por recurso a uma forma híbrida do Algoritmo Genético com o método de Nelder Mead," *Revista do Departamento de Electrónica, Telecomunicações e Informática da Universidade de Aveiro*, 2006.
 2. S. L. STEVAN Jr. and A. L. J. Teixeira, "Comparação de desempenho de Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio para diferentes perfis de índice de refração," *Revista do Departamento de Electrónica e Telecomunicações da Universidade de Aveiro*, 2004.
 3. S. L. STEVAN Jr., A. Teixeira, P. André, P. Monteiro, and F. Couto, "Caracterização de um Amplificador a Guia de onda Dopada com Érbio," *Revista do Departamento de Electrónica e Telecomunicações da Universidade de Aveiro*, 2004.
 4. S. L. STEVAN Jr., A. Teixeira, P. André, R. Nogueira, G. Tosi Beleffi, A. Reale, and T. Silveira, "Rayleigh Backscattering lasing control based in Raman amplification," *Submitted to IET Optoelectronics, in NOV/2010*.

- 5 S. L. STEVAN Jr., A. Teixeira, P. André, R. Nogueira, G. Tosi Beleffi, M. Fugihara, and A. Pohl, "Experimental Analysis of All Optical gate based in Gain Clamping Semiconductor Optical Amplifier," *submitted to IET Optoelectronics on December/2010*.

c) Trabalhos completos publicados em anais de congressos

1. B. Neto, S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, and P. André, "Comparative study of gain optimization for multi-pumped Raman fiber amplifiers," presented at *onf. on Telecommunications - ConfTele 2007*, Peniche - Portugal, pp. 501-504, 2007.
2. B. Neto, P. André, S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, and R. F. Rocha, "Performance Analyses of the Average Power Method in the Calculation of the Signals Power Evolutions in a Raman Fiber Amplifier," presented at *roc European Conf. on Networks and Optical Communications - NOC*, Stocolm, Sweden, 2007
3. P. S. André, A. N. Pinto, A. T. Teixeira, B. Neto, S. Junior, R. F. Rocha, and M. C. F. Fugihara, "Raman amplification using incoherent pump sources," presented at *Proc International Conf. on Transparent Networks – Mediterranean Winter - ICTON MW*, Rome, Italy, 2007
4. T. Silveira, S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, P. Monteiro, A. Ferreira, G. Tosi Beleffi, and D. Forin, "All-Optical Signal Processing using Gain-Clamped Semiconductor Optical Amplifiers," presented at *ICTON 2007 - 9th International Conference on Transparent Optical Networks, 2007*, Rome - Italy, 2007.
5. S. L. STEVAN Jr., A. Teixeira, P. André, R. Nogueira, G. Tosi Beleffi, and M. Fugihara, "Experimental Analysis of All Optical gate based in Gain Clamping Semiconductor Gain Chip," presented at *Conf. on Telecommunications 2007 - ConfTele 2007*, Peniche - Portugal, 2007.
6. S. L. STEVAN Jr., R. Nogueira, P. André, G. Tosi Beleffi, A. Teixeira, and A. POHL, "Spontaneous Rayleigh Backscattering Raman lasing with Fiber Bragg Grating " presented at *European Conference on Lasers and Electro- Optics and the International Quantum Electronics Conference (CLEO /Europe- IQEC)*, 2007, , Munich, 2007.
7. M. Fugihara, S. L. STEVAN Jr., M. Bernardo, A. N. Pinto, and H. J. Kalinowski, "Raman Amplifier Numerical Model," presented at *Conf. on Telecommunications - ConfTele 2007*, Peniche - Portugal, 2007.
8. S. L. Stevan Jr., P. André, R. Nogueira, G. Tosi Beleffi, A. Reale, T. Silveira, and A. Teixeira, "Triple C, L and U-band wide amplification system by means of Rayleigh backscattering control," presented at *IMOC 2007 - International Microwave and Optoelectronics Conference*, Salvador - Bahia, 2007.
9. B. Neto, S. L. STEVAN Jr., A. Teixeira, R. Nogueira, and P. André, "Finding a stable and effective algorithm for raman amplifiers propagation equations," presented at *Mathematical Techniques and Problems in Telecommunications - MTPT 2006*, Leiria - Portugal, pp. 52-53, 2006.
10. A. Teixeira, S. L. STEVAN Jr., P. André, T. Silveira, I. Tomkos, and A. Tzanakaki, "Raman Amplification based on Multiple Low-Power lasers," presented at *Advanced International Conference on Telecommunications - AICT 2006*, Guadeloupe, French Caribbean, pp. 85, 2006.

11. S. L. STEVAN Jr., A. Teixeira, P. André, A. Pohl, G. Tosi Beleffi, and A. Reale, "Double shifted Raman amplification by means of spontaneous Rayleigh Backscattering lasing control," presented at *International Conf. on Telecommunications - ICT 2006*, Funchal - Portugal, 2006.
12. B. Neto, S. L. Stevan Jr, A. Te, and P. André, "Efficient Simulation of Raman Amplifiers Propagation Equations and Spectral Gain with Optimization Techniques," presented at *European Conf. on Networks and Optical Communications - NOC 2006*, Berlin, 2006.
13. S. L. STEVAN Jr., A. Teixeira, P. André, G. Tosi Beleffi, and A. Pohl, "Simulating raman amplification and rayleigh scattering laser using a semi-analytical approach," presented at *Mathematical Techniques and Problems in Telecommunications - MTPT 2006*, Leiria - Portugal, 2006.
14. S. L. STEVAN Jr., A. Teixeira, P. André, A. Pohl, G. Tosi Beleffi, A. Reale, and T. Silveira, "Spontaneous Rayleigh Backscattering Raman lasing controlling with Fiber Bragg Grating," presented at *SEON 2006 - IV Symposium on Enabling Optical Networks, 2006*, Porto - Portugal., 2006
15. B. Neto, S. L. Stevan Jr., A. Teixeira, and P. André, "Efficient Gain Optimization of Raman Amplifiers: Genetic Algorithm Approach," presented at *International Conf. on Telecommunications - ICT 2006*, Funchal - Portugal, 2006.
16. A. Teixeira, S. L. STEVAN Jr., G. Tosi Beleffi, R. Nogueira, and T. Silveira, "Optical Gain Characteristics of Rayleigh Backscattered Lasing in Several Fibre Types," presented at *NOC 2005 - 10th European Conference on Networks & Optical Communications, 2005*, London - UK, 2005.
17. S. L. STEVAN Jr., A. Teixeira, and A. POHL, "Optimization link length using Raman amplification with only co-propagation pumps," presented at *III Simposium on Enabling Optical Networks - SEON 2005*, Aveiro - Portugal, 2005..
18. F. Couto, D. Pereira, S. Junior, A. L. J. Teixeira, M. J. Lima, P. S. André, and R. Nogueira, "Modelling Noise Figure of Erbium-Doped Amplifiers," *Revista do Departamento de Electrónica e Telecomunicações da Universidade de Aveiro*, 2004..
19. S. L. STEVAN Jr., R. Nogueira, P. André, G. Tosi Beleffi, A. Teixeira, and A. POHL, "Wideband Gain Raman Amplification with Fiber Laser Raman," presented at *II Symposium on Enabling Optical Networks - SEON 2004*, Porto - Portugal, 2004.
20. A. Teixeira, D. Pereira, S. Junior, M. Lima, P. André, R. Nogueira, J. da Rocha, and H. Fernandes, "Black Box Model of Erbium-Doped Fiber Amplifiers in C and L Bands," presented at *11th International Conference on Telecommunications - ICT2004*, Fortaleza, CE - Brazil, pp. 267-271, 2004.