UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

AMPLIFICADOR E CONVERSOR DE COMPRIMENTO DE ONDA HÍBRIDO TDFA/FOPA PARA COMUNICAÇÕES ÓPTICAS

por

Glendo de Freitas Guimarães

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Banca Examinadora:
Prof. Anderson S. Leônidas Gomes (Orientador-UFPE)
Prof. Leonardo de Souza Menezes (DF – UFPE)
Prof. Christiano José S. de Matos (DCC - Mackenzie)

Recife - PE, Brasil
Julho - 2006

Guimarães, Glendo de Freitas
Amplificador e conversor de comprimento de onda híbrido TDFA/FOPA para comunicações ópticas / Glendo de Freitas Guimarães. – Recife : O autor, 2006.
xx 92 folhas. il., fig.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN. Física, 2006.

Inclui bibliografia.

1. Óptica. 2. Amplificador óptico. 3. Física óptica. I. Título.

535.2 CDD (22.ed.) FQ2006-002

Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física – CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (++ 55 81) 2126-8449/2126-8450 - Fax (++ 55 81) 3271-0359
http://www.df.ufpe.br/pg e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado

Glendo de Freitas Guimarães

AMPLIFICADOR E CONVERSOR DE COMPRIMENTO DE ONDA HÍBRIDO TDFA/FOPA PARA COMUNICAÇÕES ÓPTICAS

A Banca Examinadora composta pelos Professores Anderson S. Leônidas Gomes (Presidente e Orientador), Leonardo de Souza Menezes, ambos da Universidade Federal de Pernambuco e o Christiano José S. de Matos da Universidade Presbiteriana Mackenzie, consideram o candidato:

( ) Aprovado com Distinção (X) Aprovado ( ) Reprovado

Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco em dezessete de julho de 2006.

Prof. Anderson S. Leônidas Gomes
Presidente e Orientador

Prof. Leonardo de Souza Menezes

Prof. Christiano José S. de Matos

A minha mãe Luiza — pilar desta conquista. A minha namorada Luciana. Aos meus irmãos Sâmya e Rodrigo. Ao meu pai Verani. Ao amigo Soares.

AGRADECIMENTOS

Ao professor Anderson, pela orientação e compreensão em diversos momentos em que precisei.

Ao Stefan, presença fundamental para que este trabalho fosse desenvolvido. Por todo ensinamento que me foi passado, e por toda a paciência durante esses dois anos, onde foi sempre presente quando precisei.

Ao João, pela ajuda inicial na entrada do laboratório e por todas as discussões.

Ao Mike, por todas as discussões que muito me engrandeceram.

Aos demais colegas de laboratório: Fernando, Bernardo, Mariana, Renato Barbosa, Renato Araújo, Carlos, Betson e Diego, pela convivência.

Aos professores do grupo de óptica pela demonstração de competência, e por todos os ensinamentos passados durante os seminários de grupo. Aos professores com quem fiz disciplinas: Flávio, Rios, Sérgio Coutinho e Cid. A todos os professores e funcionários do DF, que fazem deste departamento um centro de excelência.

Aos professores Leonardo e Cristiano por terem aceitado participar da banca examinadora.

Ao CNPQ e à Ericsson pelo apoio financeiro.

Aos amigos do DF: Gerson (Capivara), Fernando (Negão), Douglas (Uh, Uh...), Fredson (Cê ta pensando), Vladimir (Né — além da moradia) , Antônio (Nano), Miguel (Migueeeeeeely), Maxwell (Fuleragem — além da moradia) pelo convívio e pela ajuda.

Especial agradacimento aos amigos Vladimir, Antônio e Miguel, que muito me ajudaram nesse suspiro final, período em que escrevi a minha dissertação. Além dos estudos em grupo para as disciplinas.

A todos os amigos de Fortaleza.

À amiga Rejane, pelo apoio e amizade sempre presentes durante esses dois anos.

A minha mãe Luiza, exemplo de força e coragem, por toda a luta que ela travou para que tudo isso fosse possível. A sua presença constante em todos os momentos da minha vida foi e sempre será fundamental.

A minha namorada Luciana, por me ajudar em todos os momentos, sendo grande motivação para meu esforço. Pelo exemplo de determinação e capacidade. Por se tornar parte da minha vida, tornando tudo mais belo.

Somente duas coisas são infinitas, o universo e a estupidez humana, mas não estou certo quanto à primeira.

—ALBERT EINSTEIN

RESUMO

A região de comprimento de onda do espectro eletromagnético usado nas telecomunicações ópticas são definidas pela International Telecommunications Union (ITU) como, banda C (Conventional Band, 1530-1565 nm), banda L (Long Wavelength Band, 1565-1625 nm), banda S (Short Wavelength Band, 1450-1530 nm), e bandas mais distantes de ambos os lados da banda C. Atualmente, a única banda utilizada comercialmente para telecomunicações ópticas é a banda C. O constante crescimento de tráfico de dados, voz e internet requerem soluções para expansão da capacidade de transmissão. Expansão para bandas de comprimentos de onda curtos e longos é opção promissora. Para estas bandas, componentes passivos e ativos tem sido desenvolvidos, em particular amplificadores ópticos. O amplificador a fibra dopada com Érbio, usado na banda C, pode também amplificar sinais na banda L. Para a banda S, novos tipos de amplificadores são necessários.

Os amplificadores candidatos para a banda S são o amplificador Raman, amplificador a fibra dopada com Túlio e amplificador paramétrico a fibra óptica (*FOPA*). O FOPA, além de amplificar sinais, ele é conversor de comprimento de onda. Amplificadores híbridos, combinando amplificadores individuais em série ou paralelo, tem sido explorados nos recentes anos para expandir a banda de ganho.

Neste trabalho, apresentamos o estudo de um novo tipo de amplificador e conversor de coprimento de onda híbrido, acoplando em série os módulos individuais do TDFA e FOPA. Inicialmente, os módulos individuais dos TDFA e FOPA são construídos e os seus desempenho caracterizado. Após, a configuração híbrida é construída, e seu desempenho investigado. Amplificação em toda a banda S é observada, bem como conversão de comprimento de onda da banda S para as bandas C e L. A figura de ruído para a banda S

é dominada pela contribuição do TDFA. Para este híbrido em particular, conversão de comprimento de onda das bandas C e L para a banda S não é possível, pois o TDFA não fornece ganho nesta região do espectro.

Palavras-chave: Óptica, Amplificador óptico, Física óptica.

ABSTRACT

The regions of the electromagnetic spectrum used in optical telecommunications are defined by the International Telecommunications Union (ITU) as C-band (Conventional Band, 1530-1565nm), L-band (Long Wavelength Band, 1565-1625nm), S-band (Short Wavelength Band, 1450-1530nm), and further bands to both sides of the C-band. Currently, the only band commercially used for optical telecommunications is the C-band. The ever-increasing data, voice, and internet traffic requires solutions for expansion of the transmission capacity. Expansion towards the short and long wavelength ranges is a promising option. For these bands, active and passive devices have to be developed, in particular optical amplifiers. The Er^{3+}-doped fiber amplifier, used in the C-band, can also amplify L-band signals. For the S-band, on the other hand, novel types of amplifiers are needed.

S-band amplifier candidates are Raman fiber amplifiers, Tm^{3+}-Doped Fiber Amplifiers (TDFA), and Fiber Optic Parametric Amplifiers (FOPA). The latter do not only offer the signal amplification, but also the ability to simultaneously convert signal wavelengths. Hybrid amplifiers, combining individual amplifier modules in series or parallel, have been explored in recent years to expand the gain bandwidth.

In this thesis work, we present the study of a novel type of hybrid amplifier and wavelength converter, coupling a TDFA and a FOPA module in series. In a first step, the individual TDFA and FOPA modules are constructed and their optical performance characterized. In a second step, hybrid configurations are built, and their performance investigated. Amplification of the entire S-band is observed, and wavelength conversion of S-band signals into the C- and L-band. The noise figure for S-band signals is dominated by the TDFA contribution. For this particular hybrid, wavelength conversion from

the C- and L-band into the S-band is not possible, as the TDFA module does not offer gain in this spectral region.

Keywords: Optic, Optic amplifier, optic physics.

SUMÁRIO

Capítulo 1—Introdução Geral e Componentes para Comunicação Óptica 1

1.1 Um pouco da história 1
1.2 Fontes para comunicação óptica 4
1.3 Fibras ópticas 4
1.4 Componentes passivos para comunicações ópticas 8
1.4.1 Conectores ópticos 8
1.4.2 Isoladores ópticos 10
1.4.3 Filtros ópticos 12
1.4.4 Grades de Bragg em fibra óptica 12
1.4.5 Circuladores ópticos 13
1.4.6 Acopladores ópticos 15
1.4.7 Multiplexadores e demultiplexadores 16
1.4.8 Receptores ópticos 16
1.5 Componentes ativos para comunicação óptica 17
1.5.1 Amplificadores ópticos 17

Capítulo 2—Amplificadores Ópticos 19

2.1 Introdução 19
2.2 Amplificador a fibra dopada com Érbio 20
2.2.1 Introdução 20
2.2.2 Construção e caracterização do EDFA 23
2.2.3 Resultados 26

2.3 Amplificador a fibra dopada com Túlio 30
2.3.1 Introdução 30
2.3.2 Construção e caracterização do TDFA 32
2.3.2.1 Esquemas de bombeamento 32
2.3.2.2 Construção e caracterização do TDFA com bombeamento 806 *nm* e 1059 *nm* 34
2.3.2.3 Construção e caracterização do TDFA com único bombeamento em 1050 *nm* 41
2.4 Amplificador paramétrico a fibra óptica 43
2.4.1 Introdução 43
2.4.2 Construção e caracterização do FOPA 51
2.4.2.1 FOPA com o bombeamento acoplado ao sinal por meio de um acoplador 90/10 51
2.4.2.2 FOPA com o bombeamento acoplado ao sinal por meio do circulador e grade de Bragg a fibra 57
2.5 Outros amplificadores ópticos 61
2.5.1 Amplificador Raman a fibra 61
2.5.2 Amplificador óptico de semicondutor 65
2.5.3 Amplificador a fibra dopada com Praseodímio 66
2.5.4 Amplificador a fibra dopada com Neodímio 67

Capítulo 3—Amplificador Híbrido TDFA/FOPA 69

3.1 Introdução 69
3.2 Construção e caracterização do híbrido TDFA/FOPA 71
3.2.1 Híbrido com sinais na banda S 71
3.2.2 Híbrido com sinais na banda L 81
3.2.3 Híbrido com o FOPA precedendo o TDFA 82

Capítulo 4—Conclusões e Perspectivas 86

Bibliografia 90

LISTA DE FIGURAS

1.1 Estrutura básica de uma fibra óptica com seus núcleo e casca indicados, bem como os perfis de índice de refração gradual do tipo parabólico e descontínuo do tipo degrau. 6

1.2 Gráfico da atenuação em função do comprimento de onda, mostrando também as bandas de comunicação óptica. 7

1.3 Ilustração de conectores ópticos e uma luva que acopla os conectores. . . 9

1.4 Estrutura de um isolador óptico com o sinal propagante na direção de interesse do sistema de comunicação. 11

1.5 Estrutura de um isolador óptico com o sinal propagante na direção de isolação. 12

1.6 Grade de Bragg em fibra funcionando como um filtro. 13

1.7 Esquema de um circulador, mostrando as 4 portas e o redirecionamento do canais. 14

1.8 Estrutura de um circulador óptico com os componentes lentes de GRIN, placas birrefringentes (BP),Divisor de feixe à polarização (PBS), prismas refletores (RP), girador de Faraday, e um girador opticamente ativo. . . . 14

1.9 Esquema de um acoplador óptico, onde dois sinais são acoplados em uma única fibra. 15

1.10 Aplicação de amplificadores ópticos: amplificador de linha, pré-amplificador e amplificador de potência. 18

2.1 Estrutura dos níveis de energia relevantes do Er^{3+}. 21

2.2 Esquema básico de um amplificador óptico (sinal sendo acoplado ao bombeamento). 23
2.3 Esquema experimental do EDFA com seus componentes: lasers de sinal e bombeamento, ISO - isolador, WDM - acoplador, FDE - fibra dopada com Érbio e o OSA - analisador de espectro óptico. 24
2.4 Indicação das variáveis para o cálculo do ganho e figura de ruído (P_{ASE}, P_{SSE}, P_{saida}, $P_{entrada}$) 25
2.5 Espectros de entrada e saída do amplificador. 27
2.6 Ganho e figura de ruído do EDFA em função do comprimento de onda. A potência do laser de bombeamento (em 980 nm) foi de 110 mW, enquanto que a potência de entrada do laser sinal foi de 50 μW. 28
2.7 (a) Ganho e figura de ruído do EDFA em função da potência de entrada. (b) Ganho e potência de saída do EDFA em função da potência de entrada. O comprimento de onda do sinal foi fixado em 1552 nm e a potência do laser de bombeamento foi 110 mW. 29
2.8 Níveis de energia relevantes do Tm^{3+} em fibras fluoradas. 31
2.9 (a) Exemplos de dois bombeamentos por conversão ascendente de freqüência. (b) Bombeamentos a partir do estado fundamental 33
2.10 Íons de Tm^{3+} com o esquema de bombeamento duplo 1050 nm - 800 nm. 34
2.11 Esquema experimental do TDFA com bombeamentos 806 nm e 1059 nm. 36
2.12 Espectros de entrada e de saída do TDFA. 36
2.13 Ganho e figura de ruído em função do comprimento de onda do TDFA. As potências de bombeamento em 806 nm e 1059 nm foram 30 mW e 120 mW, respectivamente, enquanto que a potência do sinal foi fixa em 5 μW. 37
2.14 (a) Ganho e figura de ruído do TDFA em função da potência de entrada. (b) Ganho e potência de saída do TDFA em função da potência de entrada. O comprimento de onda do sinal é 1470 nm. 38
2.15 Esquema experimental do TDFA com oito canais de entrada. 39

2.16 Espectros de entrada e saída do amplificador TDFA com oito canais de entrada. 40

2.17 (a) Ganho dos canais 1448 *nm*, 1468,85 *nm* e 1517,17 *nm* em função do número de canais adicionais. (b) Supressão do ganho. As potências de bombeamento em 806 *nm* e 1050 *nm* foram 30 mW e 120 mW, respectivamente. 41

2.18 Esquema experimental do TDFA com bombeamento 1050 *nm*. 42

2.19 Ganho e figura de ruído do TDFA em função do comprimento de onda, com único bombeamento em 1050 *nm*. A potência de bombeamento e do sinal foram de 300 mW e -23 dBm (5 μW), respectivamente. 43

2.20 (a) Esquema de níveis de energia da interação paramétrica. (b) Esquema do bombeamento com sinal amplificado e *idler* gerado. 45

2.21 Esquema simplificado de um amplificador paramétrico. 48

2.22 Esquema experimental do FOPA, onde vemos: PC - controladores de polarização; ISO - isoladores; Acc - acoplador 90/10; PM - modulador de fase; RF - rádio freqüência; ARF - amplificador de rádio freqüência; EDFA - amplificador a fibra dopada com Érbio; BPF (1 nm) - filtro passa banda de 1 nm; HNLF - fibra altamente não linear; OSA - analisador de espectro óptico. 52

2.23 Espectro característico de saída do FOPA 54

2.24 Ganho da fibra e figura de ruído do FOPA em função do comprimento de onda para várias potências de bombeamento: (a) 430 mW, (b) 540 mW e (c) 680 mW. O comprimento de bombeamento foi de 1535 *nm*, e a potência de sinal na entrada de 0,3 μW. 55

2.25 Na figura (a) temos os ganhos em várias potências de bombeamento (430 mW, triângulos; 540 mW, quadrados; 680 mW, círculos) sobrepostos, e em (b) vemos a eficiência de conversão para estas mesmas potências de bombeamento. O comprimento de onda de bombeamento utilizado foi de 1535 *nm*, e a potência do sinal de entrada foi de 0,3 μW. 56

2.26 Ganho em função do comprimento de onda, para diversos comprimentos de onda de bombeamento ($\lambda's \Rightarrow$ 1535 nm, 1538 nm e 1542 nm), a potência de bombeamento foi P_p =540 mW. O mínimo de dispersão da fibra é em torno de 1531 nm. 57
2.27 Acoplamento sinal - bombeamento, por meio de um circulador e uma FBG. 58
2.28 Esquema experimental, onde vemos que o acoplamento sinal e bombeamento é feito através da FBG e o circulador. 59
2.29 Na figura (a) temos ganho e figura de ruído, e em (b) vemos a eficiência de conversão e a sua figura de ruído. O comprimento de onda e a potência de bombeamento são respectivamente, $\lambda_p = 1534,86nm$ e P_p=560 mW, a potência do sinal de entrada é -37 dBm (0,18 mW). 60
2.30 A esquerda temos os esquemas simplificados dos FOPA's, e a direita mostramos a comparação dos ganhos do amplificadores 61
2.31 Esquema ilustrando o espalhamento Raman estimulado 62
2.32 Ganho Raman para sílica. 63
2.33 Esquema de amplificação Raman com bombeamentos co-propagante e contra-propagante. 64
2.34 Níveis de energia do Pr^{3+}, onde ocorre a emissão em 1300 nm. 67
2.35 Níveis de energia do Nd^{3+}, onde indicamos as transições em 1050 e 1340 nm. 68

3.1 Esquema básico de amplificador híbrido em paralelo. 70
3.2 Esquema básico de um amplificador híbrido em série. 70
3.3 Esquema experimental do híbrido TDFA/FOPA. 72
3.4 Desempenho do TDFA no híbrido, ganho e figura de ruído em função do comprimento de onda. O comprimento de onda de bombeamento foi de 1050 nm, enquanto que a potência de bombeamento foi de 300 mW. Para o laser sinal, a potência foi ajustada em 5 μW. 73

3.5 Ganho e figura de ruído são mostrados na figura (a). Em (b) temos a eficiência de conversão e a figura de ruído. O comprimento de onda de bombeamento foi de 1534,86 *nm*, e potência de bombeamento foi de 590 *mW*. A potência do sinal de entrada foi de 5 μW. 74
3.6 Perdas inseridas pela fibra de Túlio e pelo acoplador 1470/1050. 75
3.7 Ganho do híbrido em função do comprimento de onda. Também são mostrados os desempenho dos amplificadores individualmente. 76
3.8 Figura ruído do híbrido em função do comprimento de onda, bem como a figura de ruído para os módulos funcionando individualmente. 77
3.9 Em (a), temos a evolução da figura de ruído ao londo do amplificador. Em (b), mostramos a figura de ruído do amplificador calculada através da equação 2.35, com e sem o fator 2, que multiplica a P_{PF}. 78
3.10 Eficiência de conversão do híbrido, e figura de ruído calculada para os *idlers* em função do comprimento de onda. 79
3.11 Ilustração do processo de conversão de freqüência do híbrido. 80
3.12 Esquema simplificado do híbrido com um laser de 8 canais. 80
3.13 8 anais amplificados e simultaneamente convertidos. A potência de cada canal foi de -26 *dBm*. 81
3.14 Ganho e eficiência de conversão com sinais na banda L. A potência do laser sinal foi de 4 *dBm*. 82
3.15 Níveis de energia do Tm^{3+}, onde indicamos o esquema de bombeamento para o TDFA no híbrido FOPA/TDFA. 83
3.16 Esquema experimental do híbrido com o FOPA antes do TDFA. 84
3.17 (a) ASE do híbrido FOPA/TDFA. (a) ASE do híbrido e contribuições individuais dos amplificadores para a ASE. 85

4.1 Esquema do híbrido com bombeamento adicional em 800 *nm* para o TDFA. 87
4.2 Esquema do híbrido com bombeamento do TDFA contra-propagante ao sinal. 87

LISTA DE TABELAS

2.1 Tempos de vida do nível $^4I_{13/2}$ do Er^{3+} [1] 22
2.2 Características da fibra de Túlio utilizada neste experimento. 35
2.3 Características da fibra de Túlio utilizada neste experimento 42
2.4 Características da fibra altamente não linear (*HNLF*). 54

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO GERAL E COMPONENTES PARA COMUNICAÇÃO ÓPTICA

1.1 UM POUCO DA HISTÓRIA

A necessidade de o homem comunicar-se à distância fez com que, desde muito tempo, ele procurasse maneiras mais eficientes de fazê-la. A comunicação óptica é uma delas, e que se desenvolve muito até os dias atuais. Diferente do que se possa pensar, as comunicações ópticas não são um privilégio contemporâneo, pois há muito tempo o homem se utiliza de fontes luminosas para se comunicar, como por exemplo, utilizando de luz solar e manipulando-se a fumaça, espelhos e outros objetos transportavam-se informações instantaneamente para distâncias limitadas [2]. Tivemos o sistema inventado pelo francês Claude Chappe em 1791 chamado semáforo [2, 3, 4, 5], sistema este formado por linhas de torres de comunicação com braços mecânicos operados manualmente de forma a enviar mensagens através de sinais decodificados e reproduzidos na torre posterior. Com a utilização do semáforo, podia-se transmitir mensagens a distância de 200 quilômetros em 15 minutos. Com o invento do telégrafo [2, 4] em 1835, pelo americano Morse, rapidamente o semáforo desapareceu. Outro sistema de suma importância foi o Photophone [2, 4], inventado por Graham Bell em meados de 1880, iniciando, assim, os sistemas de comunicações ópticas analógicas. O único impasse era que a tecnologia disponível na época limitava o alcance do sistema a 200 metros. Além disso, o Photophone não funcionava sem a luz solar direta.

Toda a descrição feita dos sistemas acima tinha como meio físico de transmissão da luz a atmosfera. Somente em 1930 foram realizadas as primeiras experiências de transmissão da luz em fibras de vidro, e na década de cinqüenta as fibras de vidro passaram a ser usadas

em aplicações médicas [2]. Até meados da década de sessenta era considerado impossível utilizar fibras de vidro como meio físico de transmissão, principalmente devido aos altos níveis de perdas inseridos pelos vidros existentes na época, capazes de atingir milhares de *dB/km* de atenuação na transmissão da luz. Foi então que, em 1966, os pesquisadores Kao e Hockman apresentaram um trabalho mostrando que os altos níveis de perdas introduzidos pelas fibras ópticas era devido principalmente à presença de impurezas e não devido ao material do vidro utilizado, podendo, assim, através da purificação do material básico da fibra, chegar a perdas de 20 *dB/km* [2, 4]. Com a idéia da utilização de fibras ópticas como guias de sinais ópticos, começou uma corrida em busca da purificação do vidro e o estudo dos problemas de transmissão em fibras ópticas. Assim, em 1972, a Corning Glass Works anunciou a fabricação de fibras ópticas multimodo com perdas inferiores a 4 *dB/km*, e já no ano seguinte, a Bell Laboratories alcança perdas menores que 2,5 *dB/km*. No fim dos anos setentas, fibras com perdas próximas do limite das perdas intrínsecas foram reportadas, perdas estas em torno de 0,46 *dB/km* na região de 1200 *nm*. Em 1979 foi anunciada, no Japão, uma fibra monomodo com atenuação de 0,2 *dB/km* na região de 1550 *nm* [2].

Paralelamente às pesquisas em fibras ópticas, surgiu, no início da década de sessenta, o processo de geração de luz coerente que tornaria viáveis as comunicações ópticas. Primeiro veio o MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation), inventado pelo americano C. H. Townes e colaboradores. Depois veio o LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), primeiramente construído por T. Maiaman em 1960, usando um bastão de rubi. Mas foi M. Nathan, R. N. Hall e seus colaboradores, que, em 1962, anunciaram a geração de luz coerente usando diodos de GaAs, operados sobre polarização direta. O problema foi que estes primeiros lasers de diodo, chamados de lasers de homojunção, só funcionavam a temperaturas muito baixas. Após, veio a tecnologia de camadas epitaxiais sobre um substrato, dando início, assim, a uma nova geração de lasers de diodo, os chamados lasers de heteroestrutura, que funcionava a corrente de operação baixa. Z. I. Alferov foi o pai dos lasers de heteroestrutura [2, 4, 6]. Estes lasers de heteroestrutura são os lasers utilizados atualmente nas telecomunicações,

e em geral, pertencem a duas famílias: a família do GaAs e suas ligas ($Ga_XAl_{1-X}As$) geram luz com comprimento de onda na faixa de 800 *nm* a 880 *nm*, e a família do InP e suas ligas ($In_XGa_{1-X}As_YP_{1-Y}$) funcionam de 1000 *nm* a 1600 *nm* [4].

Para sistemas de comunicação de longa distância, existe a necessidade de se introduzir nos enlaces de comunicação amplificadores para regenerar o sinal que é degradado durante a sua transmissão. Inicialmente, utilizavam-se amplificadores opto-eletrônicos, depois vieram os amplificadores ópticos, estes muito mais eficientes. Entre os anos de 1987 e 1989 foi construído e desenvolvido o EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifier - amplificador a fibra dopada com Érbio) [1]. Juntamente com o amplificador de Érbio veio a tecnologia de multiplexação por comprimento de onda (WDM, Wavelength Division Multiplexing), onde se transmitem vários comprimentos de onda em uma única fibra, aumentando significativamente a taxa de transmissão de informação.

O crescimento no tráfego de informação traz a necessidade do aumento da capacidade de transmissão. Algumas das formas de se alcançar esta meta são aumentar a taxa de transmissão de cada canal de 2,5 *Gb/s* a 40 *Gb/s*, reduzir o espaçamento entre os canais, dos atuais 100 *GHz* para 25 *GHz*, ou ainda podemos utilizar outras bandas de telecomunicação pouco exploradas atualmente, como por exemplo as bandas S e L [7]. Para que se possam explorar estas bandas, é necessário que se desenvolvam amplificadores ópticos para elas, como, por exemplo, o TDFA (Thulium-Doped Fiber Amplifier - amplificador a fibra dopada com Túlio), e outros como o SOA (Semicondutor Optical Amplifier - amplificador óptico de semicondutor), amplificador Raman e o paramétrico. As normas da União Internacional de Telecomunicações (ITU) definem as bandas de comunicações ópticas como: Banda S (*Short wavelength band - Banda de comprimentos de onda curtos*) como a região espectral de 1460 *nm* a 1530 *nm*; Banda C (*Conventional band - Banda convencional*) como a região espectral de 1530 *nm* a 1565 *nm*; Banda L (*Long wavelength band - Banda de comprimentos de onda longos*) como a região espectral de 1565 *nm* a 1625 *nm* [6, 7, 8], além de outras. O amplificador a fibra dopada com Érbio (*EDFA*) amplifica apenas sinais nas bandas *C* e *L*, e pesquisas estão sendo feitas em amplificadores para a banda *S*, e o amplificador a fibra dopada com Túlio é um dos candidatos.

1.2 FONTES PARA COMUNICAÇÃO ÓPTICA

O processo de comunicação óptica tem seu início nos transmissores ópticos. O transmissor óptico tem a função de modular a fonte óptica com a informação a ser transmitida e acoplar o sinal óptico na fibra. O transmissor óptico convencional modula a fonte óptica na sua intensidade, através da variação da corrente injetada na fonte óptica, modulação esta chamada de modulação direta, utilizada para taxas abaixo de $10 GHz$. Para altas taxas de modulação, utiliza-se modulação externa, esta modulação é feita diretamente na luz. Os emissores de luz utilizados nos transmissores, são: o LED (*Light Emitting Diode*) e o sistema LASER (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*).

Os LED's são dispositivos geralmente feitos a base de semicondutor, apesar de já existirem LED's feitos com outros materiais. O mecanismo de geração de luz dos LED's é a emissão espontânea, gerando luz incoerente. A largura espectral da luz emitida pelo LED está entre 30 e 60 *nm* e a eficiência de acoplamento da luz gerada pelo LED na fibra é muito baixa, em torno de 4% para uma abertura numérica típica de *AN=0,2*, além de ter baixa capacidade de modulação. Devido a estas características, os LED's são geralmente utilizados em redes locais de comunicação, com taxas de transmissão menores que 10 *Mb/s* [2, 9].

Os LASERS utilizados em comunicações ópticas são feitos a base de semicondutores. O mecanismo de geração de luz dos LASERS é a emissão estimulada, gerando, assim, luz coerente. A largura espectral típica dos LASERS com cavidades *Fabry-Perot* é de 1 *nm* e menor que 0,1 *nm* para emissão laser com realimentação distribuída. Os LASERS têm boa eficiência de acoplamento em comparação aos LED's, com valores máximos em torno de 30% e 50% [6, 9]. A resposta a altas freqüências é melhor que os LED's (até 40 *GHz*).

1.3 FIBRAS ÓPTICAS

A fibra óptica é o meio físico de transmissão, no qual a luz se propaga num sistema de comunicação óptica. A fibra óptica é composta basicamente de material dielétrico (em geral, sílica ou plástico), segundo uma longa estrutura cilíndrica, transparente e

flexível, com dimensões comparáveis à de um fio de cabelo. A sua estrutura é basicamente formada por uma região central, chamada núcleo, e uma região em volta do núcleo, chamada casca, cujo o índice de refração é menor que o do núcleo. Em termos de óptica geométrica, o mecanismo de propagação da luz numa fibra é o da reflexão interna total. [2, 4, 6, 9, 10, 11].

Nas telecomunicações, as fibras ópticas utilizadas são feitas com vidro de alta pureza (SiO_2), exibindo baixa perda óptica. Nas fibras de plásticos, as perdas ópticas possuem valores mais elevados. A diferença de índice de refração entre o núcleo e a casca é conseguida durante o processo de fabricação através da dopagem com outros materiais (GeO_2, P_2O_5, B_2O_3 etc.) na sílica SiO_2 [2, 1].

A diferença entre os índices de refração do núcleo e da casca é definida segundo o perfil radial de índices refração, ou seja, a variação do índice de refração ao longo raio da fibra óptica pode ser feita de modo gradual ou de modo descontínuo [2, 9]. Na figura 1.1, vemos a estrutura básica de uma fibra óptica, bem como os perfis de índice de refração gradual do tipo parabólico e o perfil de índice de refração descontínuo do tipo degrau, como exemplos.

Durante a propagação da luz na fibra óptica, o sinal óptico sofre processos básicos de degradação: a atenuação, que causa perda de potência do sinal transmitido; a dispersão, que causa o alargamento do pulso óptico, e efeitos não-lineares que acontecem principalmente em sistemas WDM.

A atenuação [2, 6, 9, 10, 12] é responsável pela perda óptica, fazendo, assim, com que o sinal óptico transmitido perca intensidade, dificultando a sua detecção e limitando o comprimento dos enlaces ópticos. Se P_i, é a potência do sinal na entrada da fibra, a potência transmitida em uma distância L será dada pela equação 1.1. Desta forma, a relação que expressa, em decibéis por quilômetro (dB/km) a atenuação, é dada pela equação 1.2, onde a atenuação α é a medida total das perdas na fibra.

$$P_f = P_i exp(-\alpha L) \tag{1.1}$$

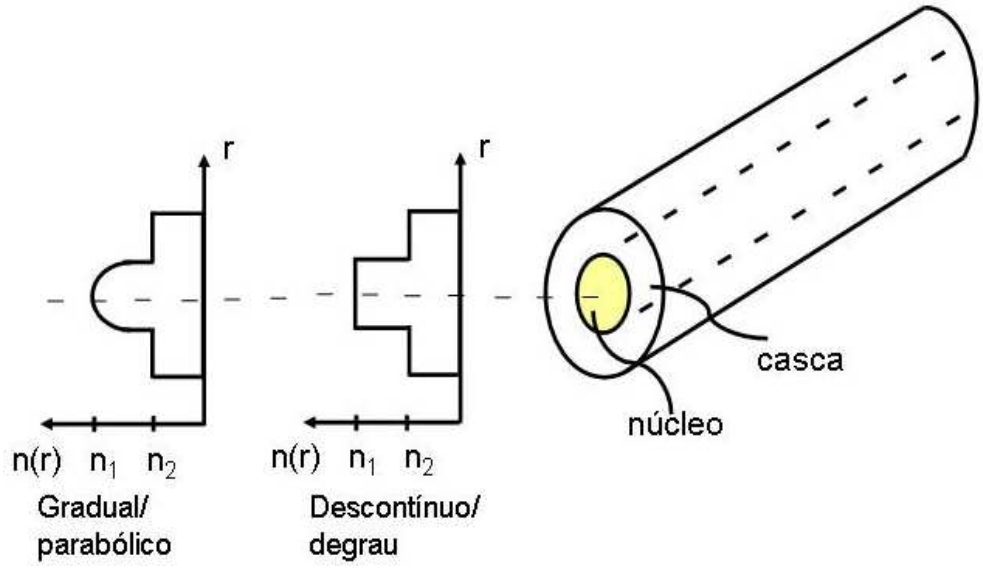

Figura 1.1. Estrutura básica de uma fibra óptica com seus núcleo e casca indicados, bem como os perfis de índice de refração gradual do tipo parabólico e descontínuo do tipo degrau.

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} log_{10}(P_f/P_i) = 4,343\alpha \tag{1.2}$$

A atenuação em fibras ópticas varia com o comprimento de onda da luz propagante, tendo um mínimo de perdas em torno de 1550 *nm*, como é mostrado na figura 1.2. Na figura também são mostradas as janelas de comunicações 2, 3 e 4, faltando a janela de comunicação 1, que se localiza em 800 *nm*.

Os principais mecanismos de perdas por atenuação em fibras ópticas são [2, 6, 9, 10]: absorção intrínseca do material que compõe a fibra, que decorre da banda de absorção eletrônica, resultando de transições estimuladas de elétrons na região do ultravioleta e da banda de vibração atômica, na região do infravermelho; absorção pelos íons que são depositados durante o processo de fabricação da fibra, íons estes metálicos, ou radicais OH^- (água dissolvida no vidro); espalhamento Rayleigh, causado por variações de natureza aleatória na densidade do material da fibra. Através de processos mais sofisticados de fabricação têm-se diminuído em muito as perdas na fibra óptica com relação aos casos acima mencionados, chegando próximo a limites teóricos.

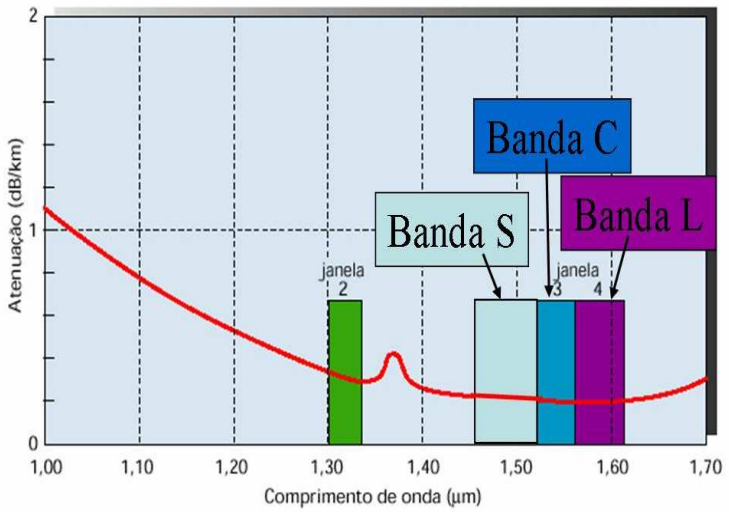

Figura 1.2. Gráfico da atenuação em função do comprimento de onda, mostrando também as bandas de comunicação óptica.

A dispersão [2, 6, 4, 9, 12] que provoca o alargamento do sinal óptico, pode ser essencialmente de tipos: modal ou intermodal e cromática ou intramodal. A dispersão do tipo modal ou intermodal ocorre por que os diferentes modos propagação para um mesmo comprimento de onda propagante numa fibra óptica possuem velocidades diferentes de propagação. Este tipo de dispersão afeta somente as fibras multimodo, onde podemos ter diferentes modos de propagação na fibra. Utilizando fibras monomodo não existirá este tipo de dispersão, pois temos apenas um modo propagante na fibra.

A dispersão cromática ou intramodal é resultado da dependência da velocidade de propagação de um modo individual com relação ao comprimento de onda, efeito este aumentado com a largura espectral da fonte luminosa. Os componentes que são utilizados como compensadores de dispersão são as fibras compensadoras de dispersão, fibras com rede de Bragg, compensadores de modo espacial de mais alta ordem, ou ainda por técnicas de inversão espectral [6, 1]. Os compensadores de dispersão são normalmente empregados nos receptores, transmissores, ou, ainda, periodicamente ao longo do enlace.

Os efeitos não-lineares [9, 13] são outro processo de degradação que o sinal sofre ao longo da propagação em fibras ópticas. Mesmo a sílica não sendo um material in-

trinsecamente não-linear, a geometria do guia de onda que confina a luz para longos comprimentos de fibra pode gerar efeitos não-lineares importantes em sistemas de comunicações ópticas. Entre os efeitos não-lineares que ocorrem geralmente, temos: a SPM (*Self-Phase Modulation - automodulação de fase*), que faz com que os pulsos transmitidos acumulem uma fase ao longo do comprimento da fibra, induzindo penalidades na transmissão; XPM (*Cross-Phase Modulation - modulação de fase cruzada*), que seria a acumulação de fase não linear por um canal, devido à potência de outros canais, tendo o mesmo efeito da SPM, mas sendo duas vezes mais intenso; FWM (*Four Wave Mixing - mistura de quatro ondas*), que é um processo paramétrico de mistura de ondas, que cria novas ondas em diferentes comprimentos de onda, sendo este efeito o que causa a maior penalidade em sistemas WDM, pois o comprimento de onda destas novas ondas criadas pode coincidir com o de outras já transmitidas. Podemos citar ainda efeitos como o SBS (*Stimulated Brillouin scattering - espalhamento Brillouin estimulado*) e SRS (*Stimulated Raman scattering - espalhamento Raman estimulado*).

1.4 COMPONENTES PASSIVOS PARA COMUNICAÇÕES ÓPTICAS

Nesta seção, descreveremos alguns componentes passivos muito utilizados em sistemas de comunicações ópticas. A maioria dos componentes aqui apresentados tem sua aplicação em componentes ativos, como em amplificadores ópticos. Os dispositivos aqui descritos foram utilizados na construção dos amplificadores que serão mostrados nesta dissertação.

1.4.1 Conectores ópticos

Os conectores ópticos [2, 1, 10] são dispositivos passivos, que conectam duas fibras ópticas, levando a luz proveniente de uma para outra, ou fazem a conexão de uma fibra óptica e outros dispositivos, como o transmissor e o receptor óptico. Para juntar dois conectores de fibra utiliza-se, em geral, uma luva de conexão, sendo esta uma peça simétrica dupla, fêmea-fêmea, capaz de alinhar corretamente os conectores. Na figura 1.3, vemos a conexão de duas fibras através de seus conectores, onde estes são acoplados

pela luva.

Figura 1.3. Ilustração de conectores ópticos e uma luva que acopla os conectores.

Os conectores ópticos inserem perdas, este sendo um importante parâmetro a ser levado em consideração. As perdas inseridas pelos conectores ópticos são devidas principalmente a: diferenças entre geometria dos núcleos, diferença de aberturas numéricas, diferenças de perfil de índices de refração, deslocamento lateral, deslocamento longitudinal, desalinhamento angular, qualidade da superfície, além das perdas inseridas pela refletividade (reflexões de Fresnel) [2].

As perdas inseridas por refletividade ocorrem porque, na interface fibra-ar-fibra, o índice de refração do ar n_2 é diferente do índice da fibra n_1. Nestas regiões, a refletividade é dada por [14]:

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \tag{1.3}$$

Usando gel entre as fibras, aproxima-se o índice de refração n_2 de n_1, diminuindo assim a refletividade. Conectores mais modernos, onde existe contato físico entre as extremidades das fibras, apresentam refletividades baixas [2, 1]. Os conectores atuais apresentam perdas típicas menores que 0,2 dB e refletividades típicas variando entre -14 e -60 dB [1].

1.4.2 Isoladores ópticos

Nos sistemas de comunicações ópticas, muitos fatores podem influenciar negativamente para o desempenho do mesmo. Um destes fatores é o retorno de luz refletida ou espalhada, tanto na entrada como na saída de amplificadores ópticos, por exemplo. O retorno da luz ocorre principalmente devido à reflexão de Fresnel que ocorre nos conectores, reflexão em emendas, espalhamento Rayleigh e outros [6, 1]. Além de degradar o desempenho em ruído do amplificador, as reflexões podem prejudicar componentes, particularmente o laser. Em amplificadores a fibra dopada, as reflexões da ASE (*Amplified Spontaneous Emission - emissão espontânea amplificada*) diminuem a inversão de população no início da fibra [6, 1]. Isoladores ópticos são utilizados para resolver este problema, pois são componentes que permitem a passagem da luz em apenas uma direção, não permitindo, assim, que luz indesejada deteriore o sistema.

Isoladores ópticos independentes da polarização consistem em isoladores magneto-ópticos feitos com cristais YIG (*Yttrium Iron Garnet* - $Y_3Fe_5O_{12}$). A figura 1.4 mostra a estrutura de um isolador óptico com a luz se propagando na direção de interesse. Primeiramente, os raios provenientes da fibra são colimados usando uma lente de GRIN (*Gradient Index)*), incidindo em uma cunha birrefringente. Na saída da cunha, um par de raios ordinário e extraordinário segue através de um girador de Faraday, que consiste de um cristal (*YIG*) cercado por um imã, resultando em uma rotação de 45° dos dois eixos de polarização. Esta rotação ocorre, pois, o efeito Faraday muda o estado de polarização da luz. Lembrando que o efeito Faraday não é recíproco, pois a mudança no estado de polarização só depende da direção do campo magnético e não da direção de propagação da luz. Saindo do girador de Faraday, os raios passam por uma segunda cunha birrefringente que os recombinam. Uma segunda lente de GRIN os insere na fibra. A figura 1.5 mostra o isolador óptico com a luz se propagando no sentindo inverso, no qual o sinal reverso primeiro sofre a separação em raios ordinários e extraordinários, seguindo através do girador de Faraday, de onde saem com um ângulo de 90° da polarização de entrada. Depois são enviados por trajetos divergentes pela segunda cunha. Estes trajetos divergentes não focalizam na fibra de entrada, não conseguindo, assim, serem acoplados

[1].

Existem também, isoladores dependentes da polarização. Nestes, a luz na direção de interesse é primeiramente é colimada por uma lente GRIN. Após, a luz passa por um polarizador saindo verticalmente polarizada. Seguindo por um girador de Faraday, a luz sofre uma rotação no plano de polarização de um ângulo de 45° no sentindo horário. Assim, ela passa por um segundo polarizador, que está inclinado 45° comparado com o primeiro. Transmitindo desta forma a luz, que então é focalizada na fibra por uma segunda lente de GRIN. No sentido contrário, a luz primeiramente colimada pela lente de GRIN, incide no polarizador que está inclinado 45°, como foi dito. A luz sai com a polarização girada de 45°. Após, ela passa pelo girador de Faraday, que gira novamente o plano de polarização da luz no sentido horário de 45°. Como resultado, temos a luz polarizada horizontamente. Deste modo, ela é totalmente bloqueada pelo polarizador, que somente permite a passagem de polarização vertical [15].

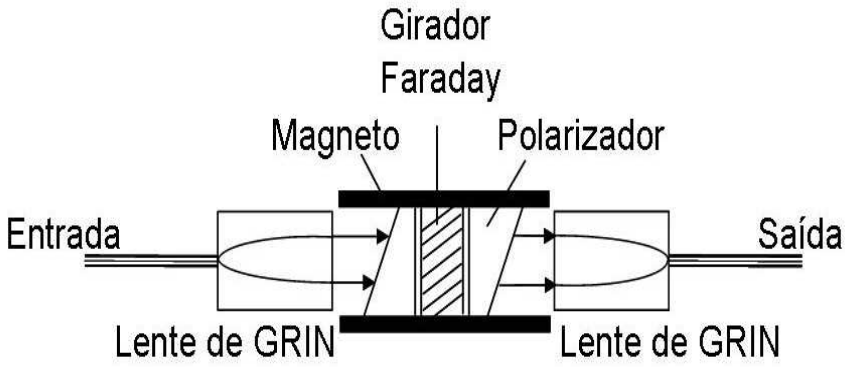

Figura 1.4. Estrutura de um isolador óptico com o sinal propagante na direção de interesse do sistema de comunicação.

As principais características que descrevem um isolador óptico são a isolação e perdas por inserção. Isolação típica de 30 a 40 dB e perda por inserção de 0.5 dB.

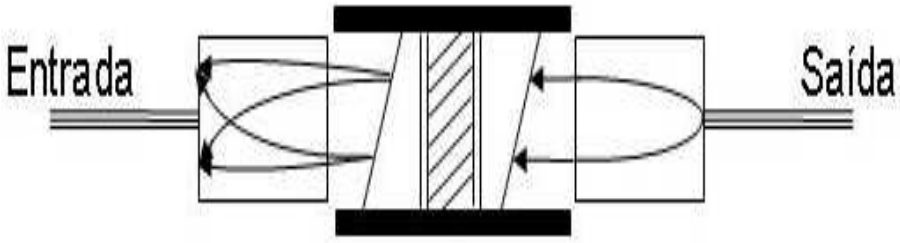

Figura 1.5. Estrutura de um isolador óptico com o sinal propagante na direção de isolação.

1.4.3 Filtros ópticos

Os filtros ópticos são componentes ópticos passivos com a função de filtrar uma faixa estreita de comprimentos de onda. Em amplificadores a fibra dopada (*EDFA, TDFA etc.*), os filtros ópticos podem ser utilizados para melhorar o seu desempenho, suprimindo a ASE (*emissão espontânea amplificada*), seja ele colocado dentro do amplificador ou colocado na extremidade do sistema antes da detecção [1]. Os filtros ópticos também podem ser usados para melhorar o desempenho de componentes dentro de um amplificador [1]. Além disso, empregando estes filtros ópticos, pode-se reduzir a figura de ruído de amplificadores ópticos. Entre os filtros, temos os filtros de interferência fabricados com revestimentos dielétricos múltiplos em um substrato de vidro, esta estrutura gera efeitos de interferência que dependem da camada, do comprimento de onda da luz e o ângulo de incidência. Estes filtros tem tipicamente 1 *nm* de largura de largura espectral. Além do filtro de interferência, existem os filtros de Fabry-Perot, filtros de Fourier e filtros de grades de Bragg em fibra.

1.4.4 Grades de Bragg em fibra óptica

Expondo fibras de sílica a intensa radiação de um laser operando na região do azul ou ultravioleta, podem-se mudar permanentemente as propriedades ópticas da fibra. Este

efeito pode ser utilizado para induzir mudanças periódicas no índice de refração ao longo da fibra, e assim, obtermos grade de Bragg dentro do núcleo da fibra [15].

Grades de Bragg em fibra óptica (*FBG, Fiber Bragg Gratings*), geralmente, referem-se a dispositivos com índice de refração espaçados no máximo, na ordem de 1/2 a 1 vez o comprimento de onda do modo do guia (500 *nm* a 1000 *nm* para fibras monomodo em 1550 *nm*).

Na figura 1.6 vemos uma onda propagante sendo refletida, por uma grade de Bragg. Utilizando a FBG como filtros refletores, elas podem ser aplicadas como: compensadores de dispersão; adição e remoção de canais; refletores da potência de bombeamento [1]. Juntamente com o circulador óptico, sobre o qual falarei na próxima seção, utilizei uma FBG com reflexão em torno de 1534,86 *nm*, para acoplar sinal e bombeamento no amplificador paramétrico, como veremos na seção 2.4.2.

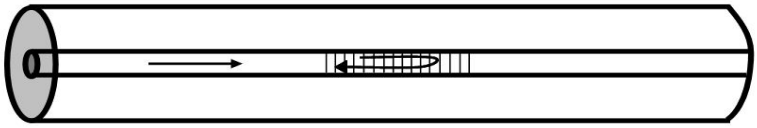

Figura 1.6. Grade de Bragg em fibra funcionando como um filtro.

1.4.5 Circuladores ópticos

O circulador óptico [1, 11] é um componente que age de forma a rotear sinais de uma fibra para outra. O sinal proveniente de uma determinada fibra entra na porta 1 de um circulador óptico, de modo que este sinal é então direcionado para a porta 2. Um sinal que entra na porta 2 do circulador é direcionado para a porta 3, um sinal da porta 3 é roteado para porta 4, e por último da porta 4 para porta 1, como mostra a figura 1.7. Este é um esquema comum de um circulador óptico típico, mas existem circuladores com diversos números de portas.

A estrutura de um ciculador óptico independente da polarização é mostrada na figura

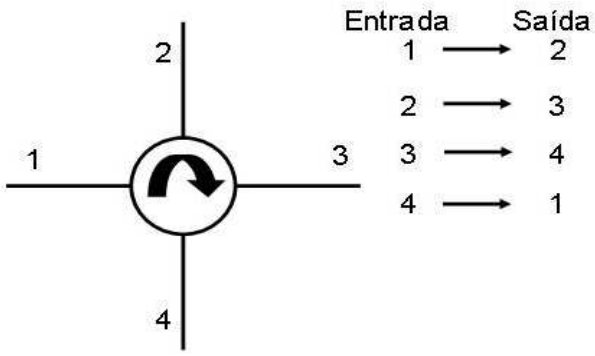

Figura 1.7. Esquema de um circulador, mostrando as 4 portas e o redirecionamento do canais.

1.8. Nela vemos que um circulador é composto de elementos ópticos similares à um isolador. Nele o sinal de entrada é inicialmente separado em duas polarizações ortogonais por uma placa birrefrigente ($CaCO_3$). As duas componentes são então, refletida e transmitida para caminhos separados, em direção ao girador de Faraday e um girador opticamente ativo (cristal de SiO_2), arranjados em série. Finalmente, as duas componentes são recombinadas através de um divisor de feixe à polarização e uma placa birrefrigente [1].

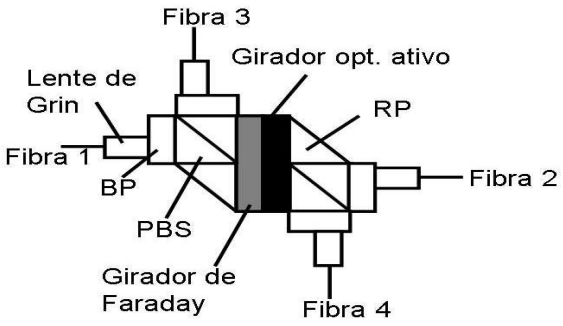

Figura 1.8. Estrutura de um circulador óptico com os componentes lentes de GRIN, placas birrefringentes (BP),Divisor de feixe à polarização (PBS), prismas refletores (RP), girador de Faraday, e um girador opticamente ativo.

Os circuladores ópticos têm várias aplicações, entre as quais o uso para acoplar sinal

e bombeamento numa única fibra em amplificadores ópticos e do uso como elemento de compensação de dispersão. Um circulador típico tem perda pelo roteamento de 0,9 *dB* e perda por isolação de 50 *dB*.

1.4.6 Acopladores ópticos

Os acopladores ópticos [2, 6, 1, 11] são componentes usados para combinar mais de um sinal em uma única fibra óptica. A figura 1.9 mostra um esquema básico de um acoplador óptico, contendo quatro portas, lembrando que um acoplador óptico pode conter várias portas, com um mínimo de quatro. Vemos na figura 1.9 que os sinais 1 e 2, provenientes de fibras diferentes, são acoplados, passando a se propagar numa mesma fibra.

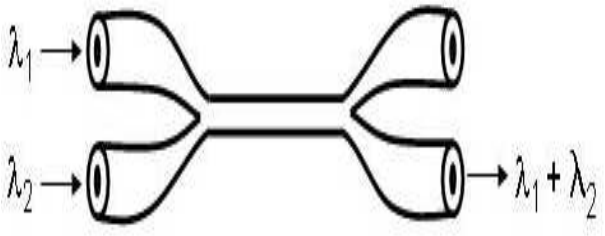

Figura 1.9. Esquema de um acoplador óptico, onde dois sinais são acoplados em uma única fibra.

Os acopladores ópticos são geralmente feitos através de fibras fundidas ou de filtros refletores por interferência. Os acopladores têm como principais propriedades perdas de inserção e a isolação. A perda por inserção é caracterizada pela relação entre a potência em uma porta de saída e a potência em uma determinada porta de entrada. Já a isolação é determinada pela razão da potência de um comprimento de onda fora da faixa de operação em determinada porta, com relação à potência de entrada neste comprimento de onda.

Uma aplicação freqüente destes acopladores ocorre em amplificadores ópticos, quando

se quer acoplar numa mesma fibra óptica um sinal óptico e um sinal de bombeamento, para que possa haver a amplificação do sinal desejado.

1.4.7 Multiplexadores e demultiplexadores

Podem-se acoplar vários comprimentos de onda em uma única fibra, através de multiplexadores de comprimento de onda. Assim, como se podem acoplar vários comprimentos de onda em uma única fibra, também é possível desacoplar, e isto é feito com demultiplexadores de comprimento de onda. Estes componentes tornam possível o uso da tecnologia WDM.

Os multiplexadores e demultiplexadores [6, 1] podem ser feitos com filtros ópticos, com matrizes de redes de guias de onda e também com a combinação de acopladores com grade de difração. Baixas perdas por inserção e baixa interferência entre canais (*crosstalk*) são características de suma importância para estes dispositivos.

1.4.8 Receptores ópticos

O receptor óptico [2, 6, 1, 9, 10] é responsável pela recepção do sinal. O fotodetector é o principal componente do receptor óptico, sendo ele responsável por transformar o sinal óptico em sinal elétrico. Além do fotodetector, temos o pré-amplificador, que é um circuito eletrônico responsável por amplificar a corrente gerada pelo fotodetector. Por último, temos o equalizador, com a finalidade de filtrar o sinal eliminado assim o máximo de ruído.

Os fotodetectores são diodos de junção p-n, feitos com três materiais básicos: silício, germânio e InGaAs. Existem dois tipos de fotodetectores mais usados, são eles o p-i-n e o APD (*Avalanche Photodiodo - fotodiodo tipo avalanche*). O fotodetector p-i-n é uma junção p-n rodeando uma região com uma camada de material intrínseco inserido, obtendo-se um elevado campo elétrico da junção devido à maior resistividade da região não dopada, obtendo-se, assim, a corrente elétrica. Na região de 850 *nm*, os detectores usados são os de silício. Já na região de 1300 a 1550 *nm*, os detectores usados são os de

Germânio ou liga de InGaAS.

O fotodetector APD opera com uma tensão maior que a do p-i-n, conseqüentemente tendo um elevado campo elétrico. Desta forma, os portadores terão energia suficiente para que colisões com elétrons na rede cristalina gerem novos pares elétron-buraco, e estes também colidirão com outros elétrons, gerando um processo de avalanche. Esta geração de pares em avalanche tem como a vantagem de gerar um fator multiplicativo na responsividade, sendo, assim, o fotodetector APD mais sensível que o p-i-n. Entretanto, eles tem as desvantagens de introduzirem um maior nível de ruído e uma resposta temporal menor.

Para sistemas de comunicações ópticas, os receptores ópticos têm que ter como características alta sensibilidade, baixo ruído, resposta rápida, boa confiabilidade, dimensões compatíveis com o diâmetro do núcleo das fibras ópticas, além de baixo custo.

1.5 COMPONENTES ATIVOS PARA COMUNICAÇÃO ÓPTICA

1.5.1 Amplificadores ópticos

A atenuação, perturbação que já foi discutida na seção de fibras ópticas, é um processo que causa perda de potência óptica do sinal propagante na fibra. Os amplificadores ópticos [6, 1, 8, 9] são dispositivos que solucionam este problema, dando ganho ao sinal óptico, aumentando, assim, a sua potência. Os amplificadores ópticos são importantes principalmente em sistemas de longa distância, pois assim o sinal óptico chega ao detector de forma que possa ser processado.

Os amplificadores ópticos podem ser utilizados de várias formas. Entre elas estão: amplificador de linha, amplificador de potência e pré-amplificador, como mostra a figura 1.10.

A fibra óptica, que antes era usada somente como meio de transmissão, passou a ter novas aplicações. Entre elas, estão os amplificadores ópticos a fibra. Entres os amplificadores, temos os dopados com terras raras: EDFA (Er^{3+}-*Doped Fiber Amplifier - amplificador a fibra dopada com Érbio*), TDFA (Tm^{3+} - *Doped Fiber Amplifier - ampli-*

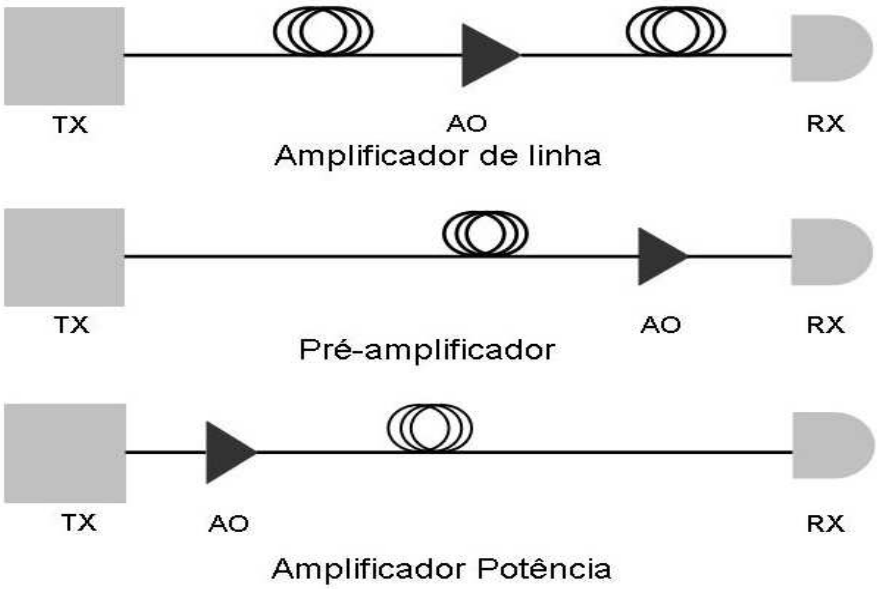

Figura 1.10. Aplicação de amplificadores ópticos: amplificador de linha, pré-amplificador e amplificador de potência.

ficador a fibra dopada com Túlio), PDFA (PR^{3+} - *Doped Fiber Amplifier - amplificador a fibra dopada com Praseodímio*) e NDFA (Nd^{3+} - *Doped Fiber Amplifier - amplificador a fibra dopada com Neodímio*), além de outros. Temos também amplificadores que utilizam efeitos não-lineares: amplificador Raman a fibra e amplificador paramétrico a fibra óptica . Além, dos amplificadores ópticos de semicondutor (*SOA - Semicondutor Optical Amplifier*), que são amplificadores que consistem em lasers de diodo sem as reflexões de realimentação.

Com a necessidade de aumentar a capacidade de transmissão, faz-se necessário explorar bandas de comunicação além da já estabelecida banda C (*Conventional Band*), como por exemplo a banda S (*Short Wavelength Band*). Com isso, torna-se necessário desenvolver amplificadores para estas novas bandas, e os amplificadores TDFA, SOA, ARF e FOPA são bons candidatos.

Neste capítulo descrevemos componentes essenciais para sistemas de comunicações ópticas. Além da fibra óptica, componentes passivos e ativos foram descritos. OS componentes apresentados nesta seção foram utilizados nesta dissertação.

CAPÍTULO 2

AMPLIFICADORES ÓPTICOS

2.1 INTRODUÇÃO

Como vimos na seção 1.5, a atenuação, perturbação que causa grande penalidade aos sistemas de comunicação óptica, limitando, assim, o comprimento de enlaces ópticos, pode ser compensada utilizando-se amplificadores ópticos. O EDFA foi o primeiro amplificador óptico utilizado comercialmente, isto na década de 90, definindo, assim, a Banda C, banda esta onde se encontra o mínimo de perdas para as fibras ópticas. Com a necessidade do aumento da atual taxa de transmissão de informações, o uso de novas bandas de comunicação se faz necessário. Além da Banda C, outras bandas são de interesse, como por exemplo, a Banda L e a Banda S. O EDFA pode fornecer ganho nas Bandas C e L, assim se faz necessário o desenvolvimento de amplificadores para a Banda S.

Neste capítulo, falaremos sobre diversos amplificadores ópticos, bem como o princípio físico de funcionamento dos mesmos, além de fazer a caracterização de alguns. Nos amplificadores EDFA [1, 9, 12, 16], TDFA [6, 8, 17, 18] e FOPA [7, 19, 20], além de descrever o processo físico de funcionamento, caracterizarei-os. A caracterização do FOPA e TDFA se faz necessária, pois ambos formaram o amplificador híbrido apresentado nesta dissertação. A caracterização de EDFA é apresentada, pois no FOPA é utilizado um EDFA comercial. Assim, é interessante obter a caracterização de um EDFA para um melhor entendimento do sistema, lembrando que o EDFA que caracterizarei não é o mesmo que utilizarei no FOPA. Será apresentada uma breve introdução dos amplificadores SOA [9, 21], FRA (*Amplificador Raman à Fibra*) [9, 19, 22], PDFA [1] e NDFA [1].

2.2 AMPLIFICADOR A FIBRA DOPADA COM ÉRBIO

2.2.1 Introdução

Nos amplificadores a fibra dopada, os principais dopantes são os Lantanídeos, elementos estes conhecidos como terras-raras. Os elementos terras-raras se dividem em dois grupos: os Lantanídeos com o número atômico variando de 57 até 71, e Actinídeos com número atômico de 89 a 103 [1, 8]. As interessantes propriedades dos Lantanídeos são devido as particularidades na sua estrutura atômica, pois eles possuem camadas eletrônicas internas incompletas. Érbio, Túlio, Neodímio, Praseodímio e Itérbio são alguns dos elementos dos Lantanídeos que podem ser utilizados na fabricação de amplificadores e lasers, pois quando presentes em hospedeiro adequado e excitados corretamente, podem sofrer inversão de população entre determinados níveis energéticos, podendo fluorescer [8].

O EDFA foi desenvolvido em 1987 simultaneamente pela Universidade de Southampton e por AT&T Bell Laboratories [6, 1, 23]. Permitiu, juntamente com a confirmação da propagação de vários canais numa mesma fibra óptica, o desenvolvimento dos sistemas WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) e depois DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*).

Nos amplificadores ópticos a fibra dopada, o meio de ganho é obtido dopando o núcleo da fibra óptica durante o processo de fabricação. No caso do EDFA, o núcleo é dopado com os íons Er^{3+} [1, 9, 16, 15]. Os EDFA atraíram mais atenção porque eles operavam na região de 1550 *nm*, onde se encontra região de mínimo de perdas nas fibras ópticas.

Na figura 2.1, nós vemos a estrutura dos níveis de energia relevantes dos íons Er^{3+} dopados em vidros de sílica. A natureza amorfa da sílica alarga os níveis de energia das bandas do Er^{3+}. No eixo da direita, temos a escala em comprimentos de onda para absorção a partir do estado fundamental, e no da esquerda vemos a nomenclatura dos níveis [6, 1, 8, 9, 15].

A região de amplificação dos EDFA's é a aquela entre 1530 e 1570 *nm*, que corresponde à transição entre os níveis $^4I_{13/2}$ e $^4I_{15/2}$. Para que possamos obter amplificação de sinal, é preciso obter inversão de população entre os níveis $^4I_{15/2}$ e $^4I_{13/2}$, ou seja, a população do

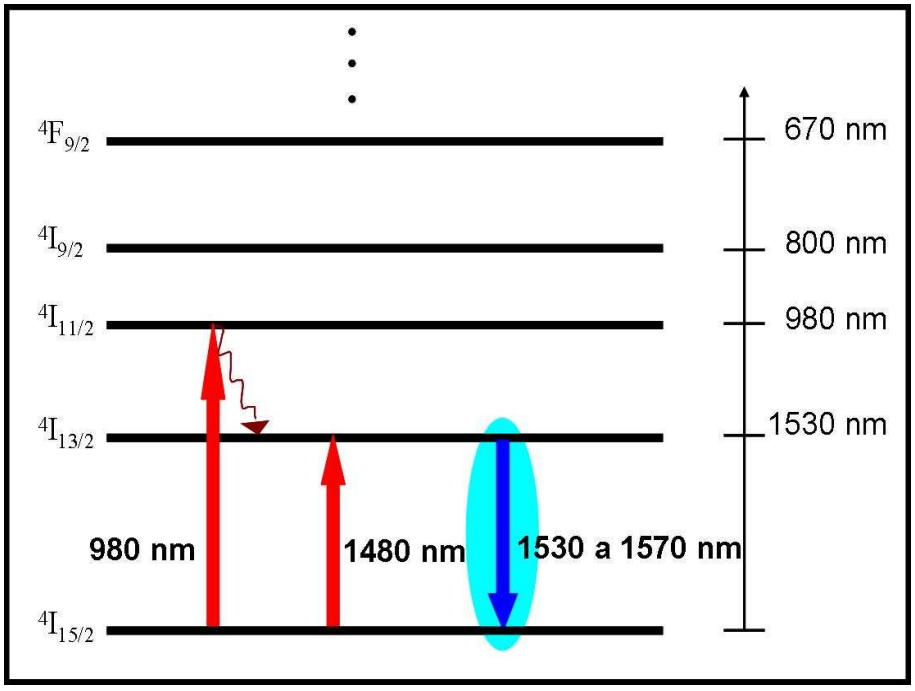

Figura 2.1. Estrutura dos níveis de energia relevantes do Er^{3+}.

nível superior tem que ser maior que a do inferior. Para isso, faz-se necessário um esquema de bombeamento eficiente. Inicialmente, utilizou-se luz na região do visível (lasers de argônio, Nd:YAG) como bombeamento, mas estes se mostraram ineficientes. Para se obter bombeamento eficiente, utilizam-se lasers semicondutores operando na região próxima de 980 nm e 1480 nm [1, 8, 9, 15, 19].

O vidro hospedeiro desempenha um papel fundamental nos tempos de vida dos níveis dos estados excitados do Er^{3+}. Na tabela 2.1, vemos os tempos de vida do nível $^4I_{13/2}$ do Er^{3+} em várias matrizes hospedeiras [1]. Vemos que, para sílica, o tempo de vida do nível $^4I_{13/2}$ está em torno de 10,8 ms, o que é suficientemente longo para obtenção de inversão de população. É necessário também potência de bombeamento suficiente para que a inversão de população aconteça. Além disso, outro problema que pode ocorrer é o da ESA (*Excited State Absortion - Absorção de estado excitado*), que é a absorção de fótons de bombeamento entre estados excitados. Entretanto para os comprimentos de onda de 980 nm ela é desprezível.

Vidro hospedeiro	Tempo de vida (ms)
Na-K-Ba-silicato	14
ED-2(silicato)	12
Silicato	14,7
Silicato L-22	14,5
Al-P silica	10,8
Na-Mg-fosfato	8,2
Fosfato	10,7
Fluoreto de fosfato	8
Fluoreto	10,3

Tabela 2.1. Tempos de vida do nível $^4I_{13/2}$ do Er^{3+} [1]

Na figura 2.2, temos um esquema básico de amplificador óptico a fibra dopada, onde sinal e bombeamento são acoplados em uma única fibra e o processo de amplificação ocorre na fibra dopada. No caso do EDFA, a amplificação ocorrente na fibra dopada com Er^{3+} se dá entre os níveis $^4I_{13/2}$ e $^4I_{15/2}$, como se observa na figura 2.1. Na figura 2.1, vemos dois esquemas de bombeamento, um com 980 *nm* e outro com 1480 *nm*. No caso do bombeamento em 1480 *nm*, os íons de érbio são excitados para o nível superior do tripleto $^4I_{13/2}$ e relaxam rapidamente para o nível inferior dessa banda. O tempo de vida do nível $^4I_{13/2}$ é de aproximadamente 10,8 *ms*, o que é favorável para obter inversão de população. No caso do bombeamento de 980 *nm*, os íons são excitados para o nível $^4I_{11/2}$, de onde decaem rapidamente para o nível $^4I_{13/2}$, em alguns microsegundos [1, 8, 24].

De forma simplificada, a amplificação do sinal em um EDFA ocorre da seguinte forma: estabelecida a inversão de população entre os níveis $^4I_{15/2}$ e $^4I_{13/2}$, através do bombeamento, o sinal propagante quando presente na fibra dopada, estimula o decaimento de íons do nível superior para o nível inferior, emitindo, assim, um fóton de mesmo comprimento de onda do sinal. Estes novos fótons gerados vão estimular novos decaimentos por toda a fibra dopada, de forma que obtemos o sinal amplificado.

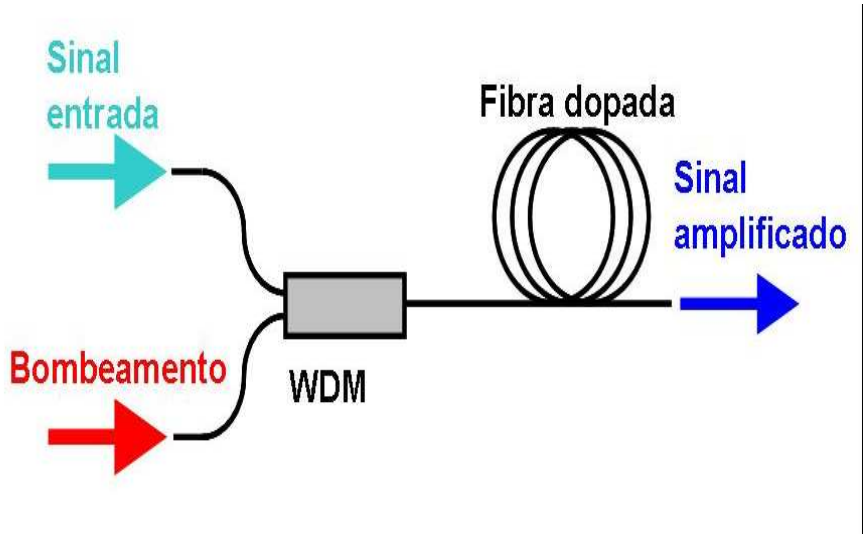

Figura 2.2. Esquema básico de um amplificador óptico (sinal sendo acoplado ao bombeamento).

Juntamente com o processo de amplificação de sinal, ocorre o processo de emissão espontânea amplificada (*ASE-Amplified Spontaneous Emission*), que deteriora o sistema, pois é o principal responsável pelo ruído do amplificador. Este processo ocorre, pois íons de toda a banda do nível superior decaem espontaneamente. Este decaimento espontâneo gera fótons em todos os comprimentos de onda da banda do nível $^4I_{13/2}$. Estes fótons gerados espontaneamente estimulam o decaimento de íons, e assim, são emitidos novos fótons, isto ocorrendo por toda a fibra dopada, fazendo com que haja a amplificação da emissão espontânea (na figura 2.5 temos a ASE gerada pelo EDFA).

2.2.2 Construção e caracterização do EDFA

Como dito no início deste capítulo, será feita a caracterização do EDFA, pois um EDFA comercial será utilizado como um dos componentes para gerar o bombeamento do FOPA. Na figura 2.3, mostramos a montagem experimental, onde temos um laser semicondutor sintonizável que será a fonte do sinal, logo após temos um isolador para proteger o laser sinal de possíveis ondas contrapropagantes, que danificariam o nosso laser. O acoplamento sinal e bombeamento é feito através de um acoplador WDM. O bombeamento consiste de um laser de diodo com comprimento de onda em 980 *nm*. Por

último, temos a fibra dopada com érbio. O sinal na saída é coletado no analisador de espectro óptico (OSA - *Optical Spectrum Analyzer*).

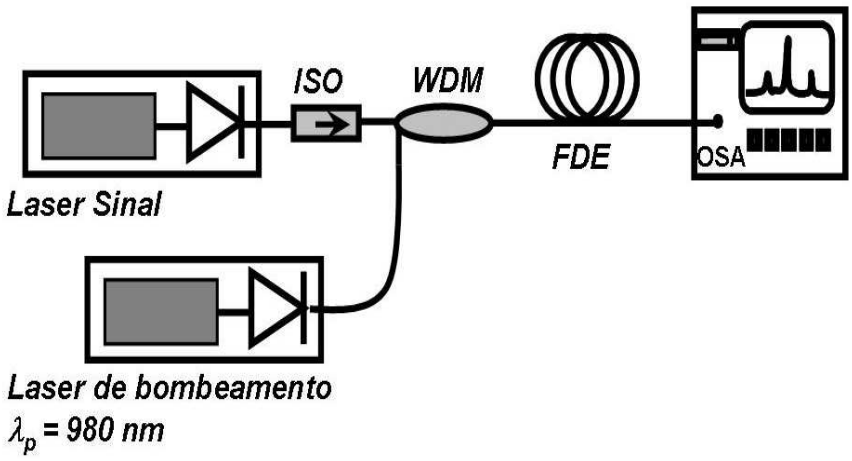

Figura 2.3. Esquema experimental do EDFA com seus componentes: lasers de sinal e bombeamento, ISO - isolador, WDM - acoplador, FDE - fibra dopada com Érbio e o OSA - analisador de espectro óptico.

Duas grandezas são essenciais para termos a caracterização de um amplificador óptico: Ganho (G) e a Figura de Ruído (NF - *Noise Figure*). Para o cálculo do ganho geralmente expresso em *dB* usamos a equação 2.1 [1]. A medida da potência da ASE (*emissão espontânea amplificada-*P_{ASE}), assim como da potência da SSE (*emissão espontânea do sinal-*P_{SSE}), foram feitas através da interpolação entre os extremos da base do sinal, como vemos na figura 2.4. As potências de saída (P_{Saida}) e de entrada do sinal ($P_{Entrada}$) foram obtidas através da medida do pico de ambas.

$$G_{dB} = 10log_{10}\left(\frac{P_{Saida} - P_{ASE}}{P_{Entrada} - P_{SSE}}\right) \tag{2.1}$$

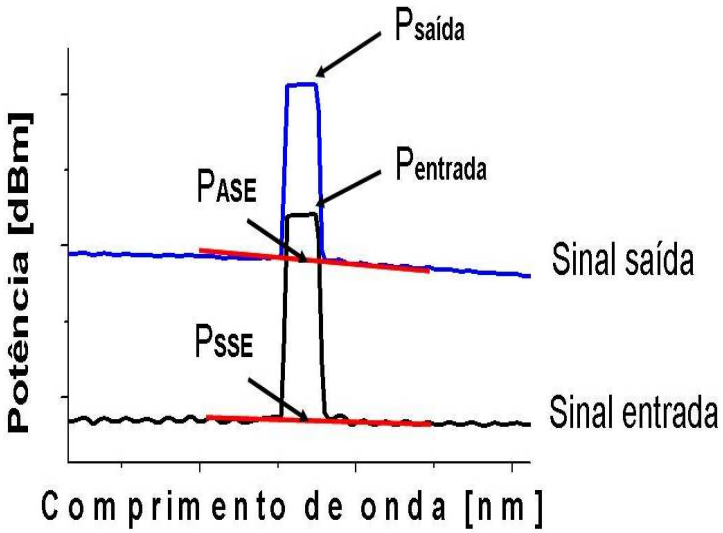

Figura 2.4. Indicação das variáveis para o cálculo do ganho e figura de ruído (P_{ASE}, P_{SSE}, P_{saida}, $P_{entrada}$)

A figura de ruído é definida através da equação 2.2, onde $SNR_{entrada,saida}$ são as relações entre o sinal e ruído (*Signal to Ratio Noise*) na entrada e saída do amplificador, respectivamente. Vemos, pela equação 2.2, que a figura de ruído é sempre maior que 1, pois o amplificador adiciona ruído durante o processo de amplificação. Assim, a relação sinal ruído na entrada é sempre maior do que na saída. Uma figura de ruído de 3 dB é o limite quântico para um amplificador óptico [1].

$$NF = \frac{(SNR)_{entrada}}{(SNR)_{saida}} \tag{2.2}$$

As principais fontes de ruído de um amplificador óptico são: batimento sinal-espontâneo (signal-spontaneous), que é o batimento do sinal com a ASE; batimento espontâneo-espontâneo (spontaneous-spontaneous), que é o batimento de componentes de ASE; e o ruído balístico (shot noise), devido a natureza quantizada dos fótons.

O cálculo da Figura de Ruído em dB, é feito através da equação 2.3 [1]. Esta equação advém da definição de figura de ruído, que é a razão entre a relação sinal ruído na entrada e a relação sinal ruído na saída do amplificador, como mostra a equação 2.2.

De acordo com [1], nós podemos escrever a equação para o cálculo da figura de ruído como:

$$NF_{dB} = 10log_{10}\left(\frac{P_{ASE}}{h\nu\Delta\nu G} + \frac{1}{G}\right) \tag{2.3}$$

Onde foi considerado que $G >> 1$. Sendo batimento sinal-espontâneo como o ruído de excesso mais importante. Na equação 2.3, o primeiro termo refere-se ao batimento sinal-espontâneo, e o segundo termo ao ruído balístico [1].

- P_{ASE} - Potência da emissão espontânea amplificada;
- ν - Freqüência do sinal;
- h - Constante de Planck;
- $\Delta\nu$ - Resolução do instrumento de medida (OSA);
- G - Ganho do sinal.

2.2.3 Resultados

Utilizamos para o bombeamento, como foi dito anteriormente, um laser com um comprimento de onda de 980 nm, com uma corrente de 250 mA, o que equivale a uma potência de saída de 148 mW, e uma potência na entrada na fibra dopada com Er^{3+} de 110 mW.

Na figura 2.5, vemos o espectro de entrada e saída do amplificador, onde sinal de entrada foi medido antes do isolador (ver figura 2.3). O espectro da saída, além de mostrar o sinal amplificado, mostra a ASE gerada, que é fonte de ruído.

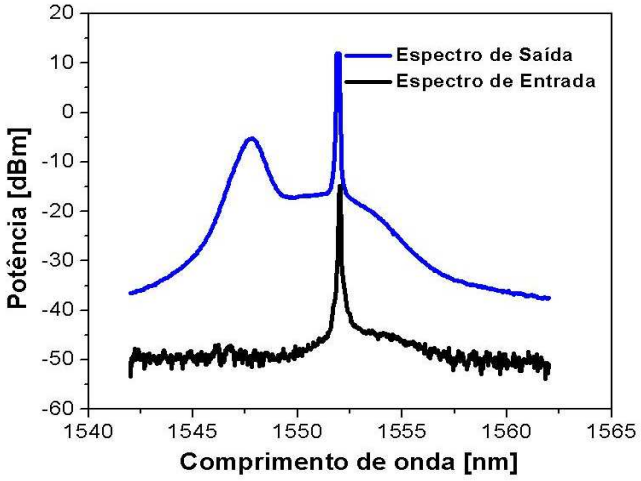

Figura 2.5. Espectros de entrada e saída do amplificador.

Os gráficos do ganho e a figura de ruído são encontrados a partir das equações 2.1 e 2.3. Primeiramente, encontramos o ganho e a figura de ruído em função do comprimento de onda, variando o comprimento de onda do sinal mantendo a potência do mesmo em -13 dBm, o que equivale a 50 μW.

Na figura 2.6, temos os gráficos do ganho e da figura de ruído, onde são incluídas as perdas inseridas por todos os componentes (isoladores e acopladores). A medida do sinal de entrada foi feita antes do isolador, como foi dito anteriormente. Então, dizemos que o ganho calculado foi o ganho do amplificador, e não o ganho da fibra, que seria feito se tivéssemos medido a potência do sinal de entrada imediatamente antes da fibra dopada. Na respectiva figura, observamos um ganho máximo e mínimo de 28 e 21 dB, respectivamente, em uma região de 1525 a 1565 nm. Também obtivemos uma figura de ruído com um mínimo em 5,2 dB e máximo em torno de 7,0 dB. Vemos que, de acordo com a equação 2.3, a figura de ruído é inversamente proporcional ao ganho, o que nos daria

uma simetria entre os gráficos de ambos, conseqüentemente, onde o ganho fosse máximo, a figura de ruído seria mínima. Entretanto, isso não acontece devido à dependência da *NF* (ver equação 2.3) com a potência da ASE (P_{ASE}).

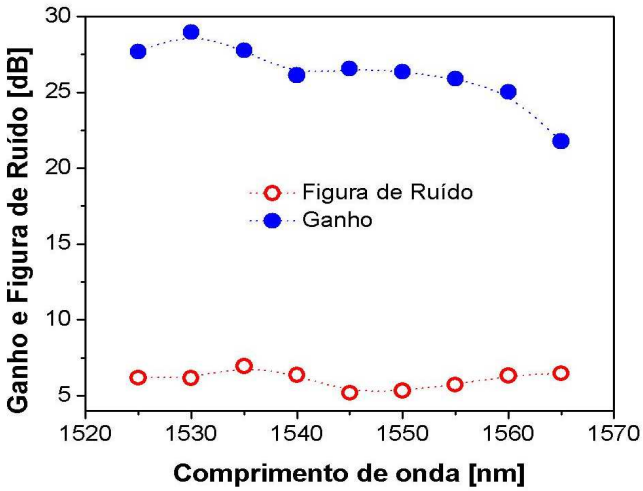

Figura 2.6. Ganho e figura de ruído do EDFA em função do comprimento de onda. A potência do laser de bombeamento (em 980 nm) foi de 110 mW, enquanto que a potência de entrada do laser sinal foi de 50 μW.

Agora, com um comprimento de onda do sinal fixo, nós variamos a potência do sinal de entrada, e medimos o ganho e a figura de ruído em função da potência do sinal de entrada. O ganho e a figura de ruído são calculados a partir das equações 2.1 e 2.3. Nesta experiência, utilizamos um comprimento de onda do sinal em 1552 nm. O bombeamento é o mesmo da experiência anterior (λ_p=980 nm e potência de 110 mW). Pela figura 2.7a, vemos que até aproximadamente -20 dBm (10 μW) para a potência de entrada o ganho permanece praticamente o mesmo, assim como a figura de ruído. A partir deste ponto, o ganho começa diminuir e a figura de ruído começa a aumentar. Isto ocorre porque quando o sinal tem uma potência alta ele destrói a inversão de população, pois estimula mais decaimentos de íons entre os níveis de amplificação. Conseqüentemente, diminui-se o ganho e aumenta-se a figura de ruído, de acordo com a equação 2.3. Assim, quando o

ganho é calculado utilizando uma potência de sinal pequena, dizemos que temos o ganho de pequeno sinal. Vemos também, no gráfico da figura 2.7a, que os valores do ganho e figura de ruído na potência -13 *dBm*, assim como os valores para os mesmos no gráfico da figura 2.6 com o comprimento de onda em 1552 *nm*, concordam entre si.

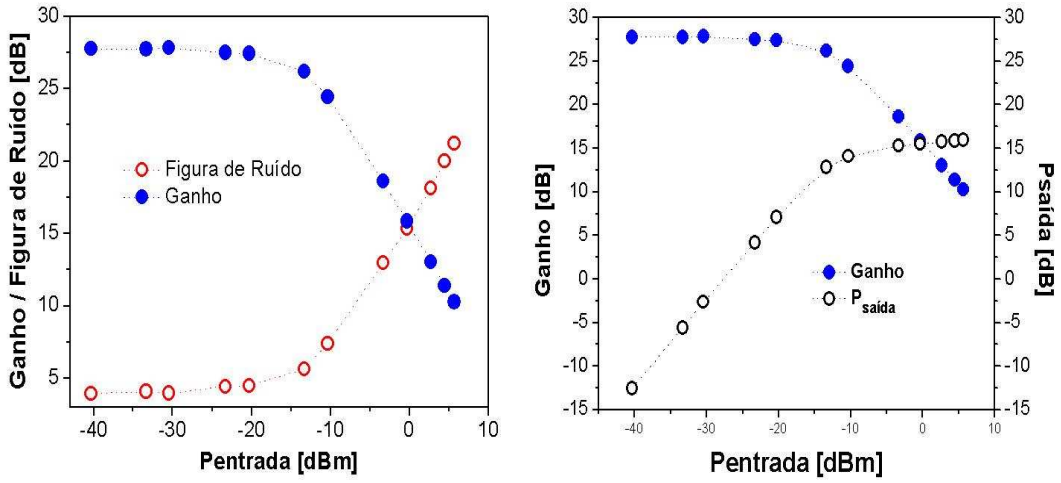

Figura 2.7. (a) Ganho e figura de ruído do EDFA em função da potência de entrada. (b) Ganho e potência de saída do EDFA em função da potência de entrada. O comprimento de onda do sinal foi fixado em 1552 *nm* e a potência do laser de bombeamento foi 110 mW.

Do gráfico da figura 2.7b, analisamos que, inicialmente, para baixas potências do sinal de entrada, a potência de saída cresce com a de entrada. Até que, com o aumento da potência de entrada, a potência de saída não cresce mais, e conseqüentemente o ganho diminui.

Os comportamentos do ganho e figura de ruído foram analizados, tanto em função do comprimento de onda, como em função da potência de entrada. No caso da experiência de ganho e figura de ruído em função do comprimento de onda, a potência de entrada de -13 *dBm* (50 μW) já está na região em que começa a saturação do bombeamento (figura 2.7a). Assim, poderíamos ter maiores valores para o ganho em função do comprimento de onda (figura 2.6) se tivéssemos utilizado uma potência menor no sinal de entrada. Este

estudo foi interessante, pois além de ter um caráter introdutório, utilizaremos um EDFA no FOPA, e este, fará parte do híbrido. O EDFA, como vimos, amplifica em torno de 1535 *nm*. É em torno deste comprimento de onda que utilizaremos o bombeamento do FOPA, como veremos na seção 2.4.

2.3 AMPLIFICADOR A FIBRA DOPADA COM TÚLIO

2.3.1 Introdução

O amplificador a fibra dopada com Túlio, ou TDFA, é um dos candidatos a amplificar sinais na Banda S. O Túlio é mais um dos elementos da série dos lantanídeos, que tem propriedades interessantes para a fabricação de lasers e amplificadores, como foi dito na seção 2.2. Primeiramente proposta no ano de 1982 por B. M. Antipenko e coloboradores, a transição laser entre os níveis $^3H_4 \longmapsto {}^3F_4$ dos íons de Tm^{3+}, dopados em cristais de $BaYb_2F_8$ e de $LiYbF_4$, foi verificada em torno de 1470 *nm* [25]. Outros trabalhos foram desenvolvidos sobre os íons de Tm^{3+}, como um laser de fibra fluorada multimodo dopada com túlio emitindo em torno de 1480 *nm*, em que foi utilizado um bombeamento em 676 *nm*, além de outros [26].

Para utilizar o Túlio como dopante na fibra óptica, e obter conseqüentemente amplificação óptica, dois problemas teriam que ser solucionados. O primeiro está relacionado com a matriz hospedeira, pois a mesma tem que ter baixa energia de fônons, a fim de evitar o decaimento não-radiativo. O outro problema está nos tempos de vida dos níveis de interesse $^3H_4$-$^3F_4$ [6, 7, 8, 18].

O primeiro problema, citado no parágrafo anterior, está relacionado à energia de fônons da matriz onde o Tm^{3+} será dopado. A transição de interesse ocorre entre os níveis $^3H_4 \longmapsto {}^3F_4$. Os íons de Tm^{3+}, quando excitados para o nível $^3H_4$, podem relaxar rapidamente para o nível $^3H_5$ (ver figura-2.8) por uma relaxação multifonônica, cobrindo um *gap* de energia de 4400 cm^{-1}. Assim, em matrizes hospedeiras onde a energia de fônons é alta, a transição não-radiativa passa a competir com a transição radiativa de interesse. Em fibras de sílica, em que a energia máxima de fônons é da ordem de 1100

cm^{-1}, são necessários apenas 4 fônons para que ocorra a relaxação multifonônica. Desta forma, a sílica não é uma boa matriz hospedeira para este fim. Utiliza-se a matriz de vidro ZBLAN ($ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF_3$), em que a energia máxima de fônons é da ordem de 500 cm^{-1}, o que requer 8 fônons para que o decaimento não-radiativo aconteça [6, 7, 8, 27].

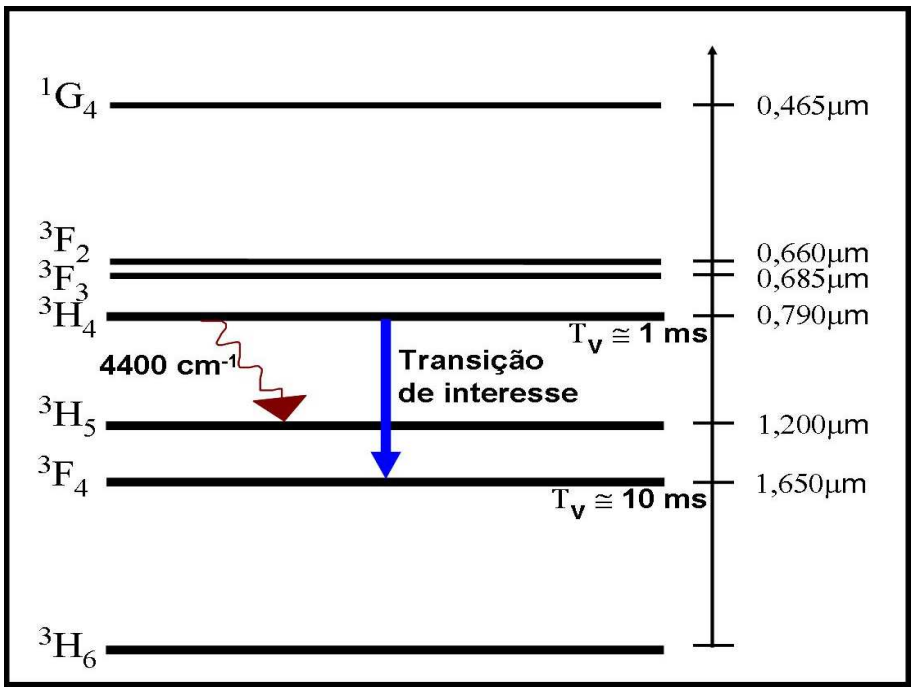

Figura 2.8. Níveis de energia relevantes do Tm^{3+} em fibras fluoradas.

As fibras de vidro ZBLAN apresentam alguns inconvenientes, dentre os quais: a não compatibilidade com as fibras usadas em comunicações ópticas (fibras de sílica); elas são higroscópicas (sensíveis à água); quebram-se mais facilmente que as fibras de sílica; seu ponto de fusão é da ordem de 450 °C, o que faz com que elas queimem facilmente se a luz não for bem acoplada. Algumas empresas vendem o módulo pronto, onde as fibras ZBLAN dopadas com Túlio já vêm acopladas a fibras de sílica em suas extremidades [8, 28].

O outro problema, já citado, está relacionado com os tempos de vida dos níveis de interesse e será agora detalhado. Para que haja amplificação entre os níveis de energia

de interesse mostrados na figura 2.8, é necessário que haja inversão de população entre ambos. O tempo de vida do nível superior ($^3H_4$) é da ordem de 1 *ms*, e o tempo de vida do nível inferior ($^3F_4$) é da ordem de 10 *ms*. Assim, se excitarmos diretamente o nível superior a partir do estado fundamental, não haverá a inversão de população, pois como o tempo de vida do nível superior é menor, os íons decaem rapidamente para o nível $^3F_4$, não estabelecendo-se inversão de população. Em 1993, foi proposto o processo de conversão ascendente de freqüência para obter a inversão de população entre os níveis, utilizando um bombeamento em 1064 *nm*. O processo acontece da seguinte maneira: o bombeamento em 1064 *nm* excita íons do estado fundamental ($^3H_6$) para o estado excitado ($^3H_5$), que então decaem não-radiativamente para o estado $^3F_4$ (figura 2.8). A partir deste nível, os íons são excitados para o nível $^3F_2$, de onde decaem para o nível $^3H_4$. Assim, a inversão entre o níveis $^3H_4$ e $^3F_4$ é satisfeita, através da absorção não simultânea de dois fótons. Outras propostas de bombeamento foram feitas nos anos seguintes para se ter o processo de conversão ascendente de freqüência (ex. 1410 *nm*). Outra técnica para se obter inversão de população entre os níveis seria co-dopar a fibra com íons de Ho^{3+}, que por transferência de energia diminuiria o tempo de vida do nível $^3F_4$ dos íons de Tm^{3+} [6, 7, 8, 29].

2.3.2 Construção e caracterização do TDFA

2.3.2.1 Esquemas de bombeamento :

Várias propostas de bombeamento foram testadas para o TDFA, com um ou dois comprimentos de onda, todas elas utilizando o processo de conversão ascendente de freqüência. Na figura 2.9a, vemos dois comprimentos de onda que podem ser utilizados como bombeamento no processo de conversão ascendente de freqüência, 1050 *nm* e 1410 *nm*. Já na figura 2.9b, vemos possíveis bombeamentos que podem ser utilizados juntamente com os bombeamentos da figura 2.9a. Este bombeamento adicional, mostrado na figura 2.9b, tem como objetivo aumentar a eficiência do amplificador, pois devido à seção de choque de absorção do estado fundamental para 1050 *nm* e 1410 *nm* ser pequena, poucos íons são

excitados para o nível superior de amplificação ($^3H_4$), fazendo com que o uso de apenas um destes bombeamentos não seja tão eficiente, precisando, assim, de altas potências de bombeamento [6, 7, 8].

O processo de inversão de população utilizando o bombeamento em 1050 *nm* é o mesmo para 1064 *nm*, que foi explicado na seção anterior. Para o bombeamento em 1410 *nm*, a diferença com relação aos bombeamentos em 1050 *nm* e 1064 *nm* é que não existe a absorção do estado excitado a partir do nível $^3H_4$.

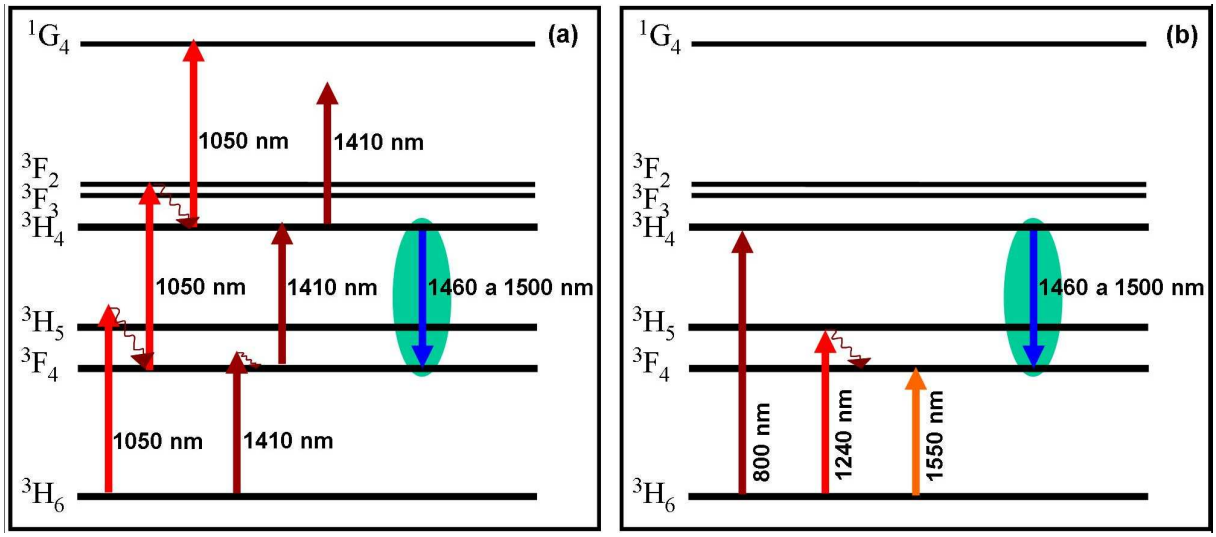

Figura 2.9. (a) Exemplos de dois bombeamentos por conversão ascendente de freqüência. (b) Bombeamentos a partir do estado fundamental

Para o esquema utilizando o 1550 *nm* como bombeamento adicional, a eficiência do TDFA é aumentada, pois a seção de choque da absorção do estado fundamental é maior que para 1050 *nm* e para 1410 *nm*. Assim, temos mais íons sendo excitados para o nível $^3F_4$ e, conseqüentemente, mais íons sendo excitados para o nível $^3H_4$. Foi mostrado que é mais eficiente utilizar o bombeamento de 1410 *nm* do que 1050 *nm*, devido á absorção do estado excitado para 1050 *nm* entre os níveis $^3H_4$ e $^1G_4$, apesar do amplificador se tornar mais ruidoso [8, 30]. Mesmo melhorando o desempenho, os dois esquemas (1550 *nm*-1050 *nm* e 1550 *nm*-1410 *nm*) ainda possuem baixa absorção do estado fundamental. Usando o bombeamento em 1240 *nm* no lugar do 1550 *nm*, a absorção do estado fundamental é

melhorada [6, 8, 31, 32].

Outro esquema de bombeamento que melhora a absorção do estado fundamental, mantendo a população do nível $^3F_4$, é a adição do bombeamento em 800 *nm* aos bombeamentos em 1050 *nm* ou 1410 *nm*. O esquema de bombeamento duplo 800 *nm*-1050 *nm*, foi originalmente desenvolvido pelo nosso grupo de pesquisa [33, 34]. Na figura 2.10 temos o esquema de bombeamento duplo 1050 *nm* - 800 *nm*, que será um dos esquemas que utilizarei para fazer a caracterização do TDFA (utilizaremos comprimentos de onda de bombeamento em 1059 *nm* - 806 *nm*).

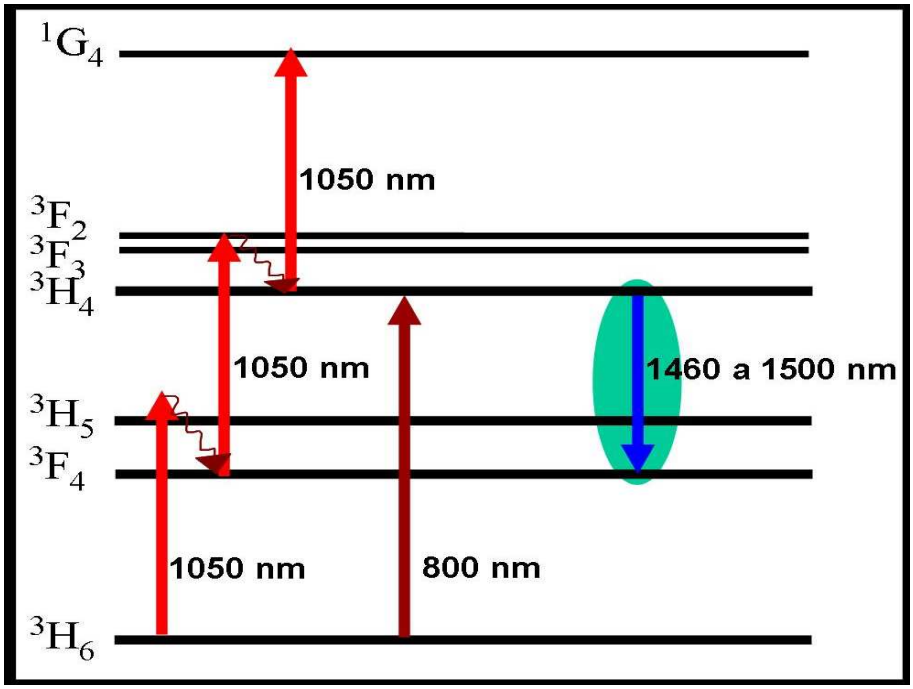

Figura 2.10. Íons de Tm^{3+} com o esquema de bombeamento duplo 1050 *nm* - 800 *nm*.

2.3.2.2 Construção e caracterização do TDFA com bombeamento 806 *nm* e 1059 *nm* .

Os TDFA's já são amplificadores bem desenvolvidos e várias caracterizações foram feitas, pois é um amplificador muito promissor para atuar na banda S. O amplificador

Características da fibra dopada com Túlio	Valores
Material hospedeiro	ZBLAN
Concentração de íons Tm^{3+}	2000 ppm
Comprimento da fibra	10 m
Diâmetro do núcleo	2,8 μm
Diâmetro da casca	125 μm
NA–Abertura numérica	0,238
Comprimento de onda de corte	0,88 μm

Tabela 2.2. Características da fibra de Túlio utilizada neste experimento.

TDFA construído neste experimento se utilizou de dois bombeamentos, um em 1059 nm, este responsável pelo processo de conversão ascendente de freqüência, e outro em 806 nm, que aumenta a absorção do estado fundamental, aumentando a eficiência do mesmo.

Na figura 2.11, vemos o esquema experimental do TDFA com duplo bombeamento. Vemos que o esquema consiste de: um laser semicondutor sintonizável, utilizado como laser sinal; dois lasers semicondutores, utilizados como bombeamentos (806 nm e 1059 nm); dois isoladores, o primeiro vindo logo após o laser sinal (com o objetivo de protegê-lo de possíveis ondas contrapropagantes provenientes de reflexões, o que poderia danificar o laser), e outro colocado depois da fibra dopada, evitando que ondas contrapropagantes piorassem a eficiência do sistema; dois acopladores WDM, um acoplando sinal e bombeamento em 806 nm e o outro acoplando estes dois ao bombeamento de 1050 nm; o meio de ganho, que é a fibra dopada com túlio, cuja características estão na tabela 2.2; e o analisador de espectro óptico (OSA), com o qual coletamos os dados.

Na figura 2.12, vemos os sinais na entrada (medidos antes do primeiro isolador - ver figura 2.11) e saída do TDFA. Na figura também percebemos a ASE, da mesma forma como já foi explicado na seção 2.2. A ASE também indica a banda de amplificação do sinal, cujo pico ocorre em torno de 1470 nm.

Para os cálculos do ganho e figura de ruído, como no EDFA, foram utilizadas as equações 2.1 e 2.3. Os parâmetros das equações para o cálculo destas grandezas são

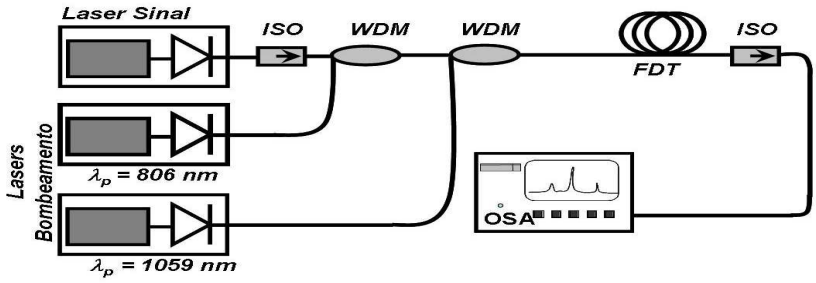

Figura 2.11. Esquema experimental do TDFA com bombeamentos 806 *nm* e 1059 *nm*.

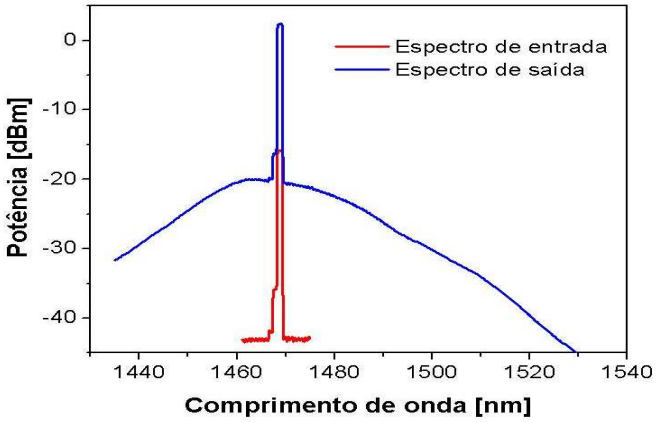

Figura 2.12. Espectros de entrada e de saída do TDFA.

obtidos da mesma forma como descrito na seção 2.2, através da figura 2.4. Na figura 2.13, vemos o gráfico do ganho e figura de ruído em função do comprimento de onda, onde todas as perdas estão incluídas, pois a medida do sinal é feita antes e depois do amplificador, ou seja, é feita a medida do ganho do amplificador, desta forma, as perdas inseridas por todos os componentes são consideradas.

Observamos, pela figura 2.13, que o TDFA caracterizado teve um pico de ganho de 20 *dB* em torno de 1470 *nm*, com um ganho mínimo de 6,5 *dB* na região de 1440 *nm* a 1515 *nm*. A figura de ruído teve valores que variaram entre 4,7 *dB* e 6,8 *dB* nessa mesma região. É interessante notar, na mesma figura, que o comprimento de onda de mínimo

valor para figura de ruído não coincide com aquele do máximo de ganho, pois a figura de ruído depende da potência da ASE (equação 2.3).

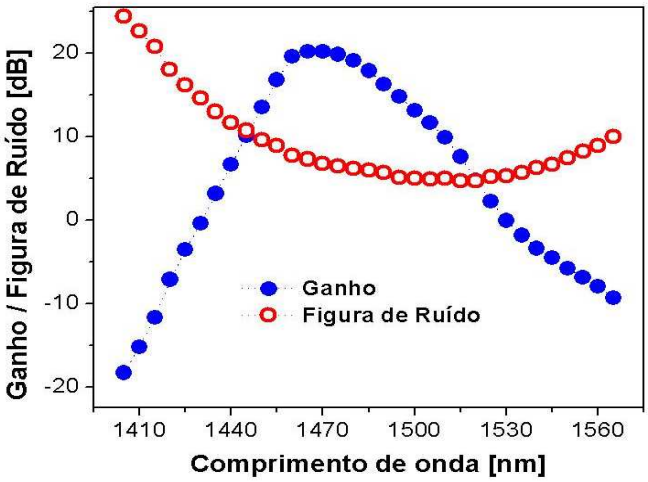

Figura 2.13. Ganho e figura de ruído em função do comprimento de onda do TDFA. As potências de bombeamento em 806 nm e 1059 nm foram 30 mW e 120 mW, respectivamente, enquanto que a potência do sinal foi fixa em 5 μW.

Depois de encontrarmos o ganho e figura de ruído para toda a banda de amplificação do TDFA, tomamos o sinal onde tivemos o pico de ganho (1470 nm) e variamos a potência de entrada para estudar a saturação do amplificador. Na figura 2.14a, vemos o comportamento do ganho e figura de ruído com a potência de entrada do sinal. Nela, percebemos que a partir de -13 dBm (50 μW) o ganho começa a saturar, pois o sinal forte destrói a inversão de população, como já foi explicado na seção 2.2. A medida em que o ganho diminui, a figura de ruído aumenta, como pode ser verificado pela equação 2.3. Já na figura 2.14b, observamos que, assim como o EDFA, inicialmente a potência de saída cresce com a potência de entrada, até que o ganho começa a diminuir e a potência de saída satura.

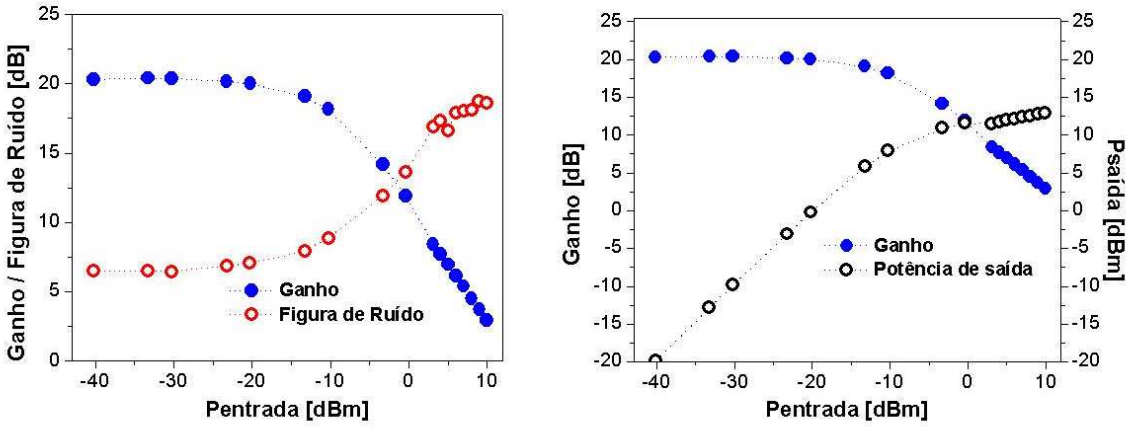

Figura 2.14. (a) Ganho e figura de ruído do TDFA em função da potência de entrada. (b) Ganho e potência de saída do TDFA em função da potência de entrada. O comprimento de onda do sinal é 1470 nm.

Fizemos também a experiência com oito canais. Introduzimos na entrada do amplificador oito sinais, ou seja, oito comprimentos de onda diferentes, e estudamos o comportamento de alguns canais com a presença dos outros canais adicionais. Esta experiência é relevante, pois é de interesse das comunicações ópticas a multiplexação por comprimento de onda (WDM), em que vários canais são inseridos em uma mesma fibra óptica. Na

figura 2.15, vemos o esquema experimental do TDFA. O esquema experimental visto na figura é diferente daquele utilizado na figura 2.11 somente no laser de entrada, pois no presente caso temos um laser com 8 canais. Os comprimentos de onda dos canais de entrada são 1448,00 *nm*, 1458,00 *nm*, 1468,85 *nm*, 1478,27 *nm*, 1487,8 *nm*, 1497,47 *nm*, 1507,25 *nm* e 1517,17 *nm*.

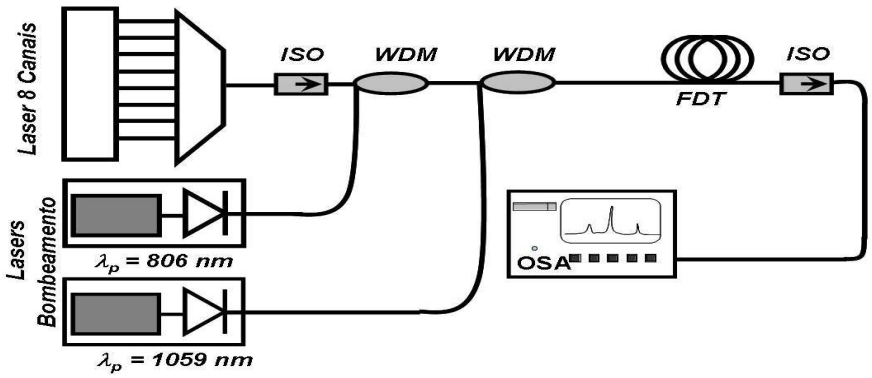

Figura 2.15. Esquema experimental do TDFA com oito canais de entrada.

Nesta experiência, o esquema de bombeamento foi o mesmo da experiência passada (ver figura 2.10), assim como as potências de bombeamento utilizadas foram as mesmas, e a fibra dopada com Túlio tem as características indicadas na tabela 2.2. A figura 2.16 mostra o espectro de entrada e saída do amplificador TDFA com oito canais de entrada, onde os oitos canais estão sendo amplificados. A potência de cada sinal de entrada foi 32 μW (-15 dBm).

Este experimento, tem por fim analisar a saturação cruzada do ganho, que é a mudança do estado de saturação do amplificador observada em um dado canal, devida à adição de outros canais. Através do esquema mostrado, nós fizemos a seguinte experiência: ligamos apenas um canal (canal 1), então calculamos, através da equação 2.1, o ganho do canal 1. A seguir, adicionamos outro canal e novamente medimos o ganho do canal 1. Depois, ligamos um terceiro canal e repetimos o procedimento, e assim sussessivamente até que houvesse 8 canais ligados. Esse estudo foi feito com os canais em 1448 *nm*, 1468,85 *nm* e 1517,17 *nm*. Após obtermos o ganho para os canais citados, nós fizemos o cálculo para obter a supressão do ganho em função do número de canais adicionais, ou seja, tomamos

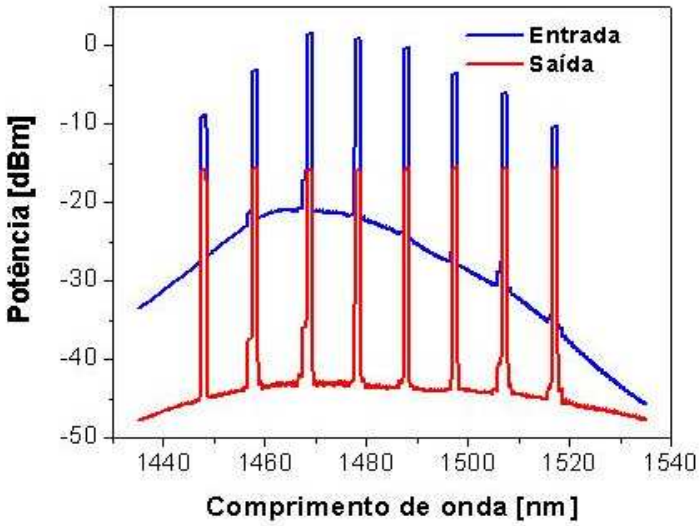

Figura 2.16. Espectros de entrada e saída do amplificador TDFA com oito canais de entrada.

o ganho de cada um dos canais (1448 *nm*, 1468,85 *nm* e 1517,17 *nm*), quando tínhamos de um a sete canais adicionais e subtraímos pelo ganho do mesmo quando não tínhamos nenhum canal adicional, como pode ser visto na figura 2.17b. Vemos, pelas figuras 2.17a e 2.17b, que a supressão do ganho é mais acentuada para o comprimento de onda menor (1448 *nm*) e menos acentuada para o maior comprimento de onda (1517,17 *nm*). Vemos que, para o comprimento de onda em 1448 *nm*, tivemos até quase 3 *dB* de supressão quando tínhamos sete canais adicionais.

Estes efeitos são causados porque quando tínhamos apenas um canal, o amplificador estava no regime não saturado. À medida em que aumentamos o número de canais, temos o aumento da potência de entrada, e assim o amplificador passa a operar no regime saturado, pois, como foi visto na figura 2.14a, o ganho diminui com a potência de entrada. O fato de o ganho diminuir está relacionado com a diminuição da inversão de população, pois quanto mais potência mais íons são estimulados para decaírem do nível superior para o nível inferior [6]. O efeito é mais acentuado para comprimentos de onda menores, pois estes correspondem ao nível superior da banda. Assim, quando a inversão

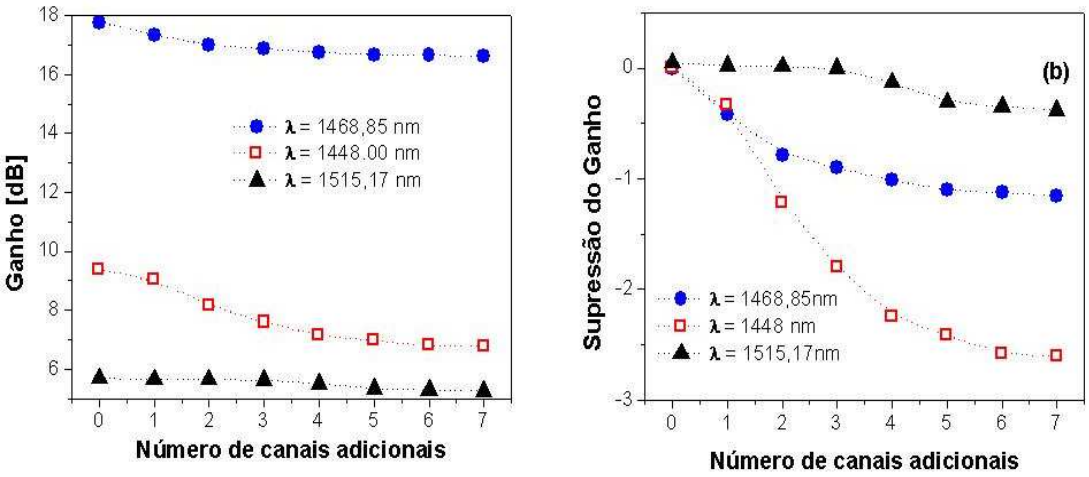

Figura 2.17. (a) Ganho dos canais 1448 nm, 1468,85 nm e 1517,17 nm em função do número de canais adicionais. (b) Supressão do ganho. As potências de bombeamento em 806 nm e 1050 nm foram 30 mW e 120 mW, respectivamente.

de população é destruída, os íons da banda se redistribuem de forma que os íons dos níveis mais altos da banda decaem para os níveis mais baixos.

2.3.2.3 Construção e caracterização do TDFA com único bombeamento em 1050 *nm* :

Neste esquema do TDFA, temos apenas um bombeamento no comprimento de onda de 1050 nm, cujo mecanismo é o de conversão ascendente de freqüência. Na figura 2.18, mostramos o esquema experimental do TDFA com único bombeamento. Os outros componentes são os mesmos do TDFA com bombeamento duplo, mostrado na seção 2.3.2.2.

Para este experimento, utilizamos uma potência de bombeamento de 300 mW e uma potência de sinal de -23 dBm (5 μW). Na tabela 2.3, vemos as características da fibra dopada com Tm^{3+}.

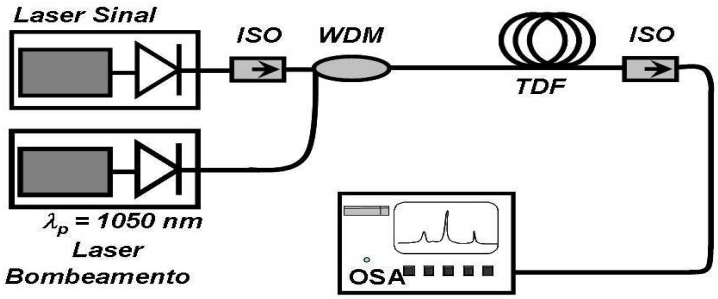

Figura 2.18. Esquema experimental do TDFA com bombeamento 1050 *nm*.

Características da fibra dopada com Túlio	Valores
Material hospedeiro	ZBLAN
Concentração de íons Tm^{3+}	5000 ppm
Comprimento da fibra	6 m
Diâmetro do núcleo	2,8 μm
Diâmetro da casca	125 μm
NA–Abertura numérica	0,238
Comprimento de onda de corte	0,95 μm

Tabela 2.3. Características da fibra de Túlio utilizada neste experimento

Na figura 2.19, mostramos o ganho e a figura de ruído para o amplificador, para cujos cálculos foram utilizadas as equações 2.1 e 2.3. Lembramos que o ganho encontrado foi o ganho do amplificador, em que as potências de entrada e saída foram medidas na entrada e saída do amplificador, respectivamente. Este esquema do TDFA será utilizado no híbrido, descrito no capítulo 3. Para este esquema, obtivemos um ganho máximo de 14 *dB* em torno de 1470 *nm*. Figura de ruído variando entre 4 *dB* e 5 *dB* na faixa de 1445 *nm* a 1510 *nm*, e um mínimo de ganho de 4,7 *dB* nessa mesma região.

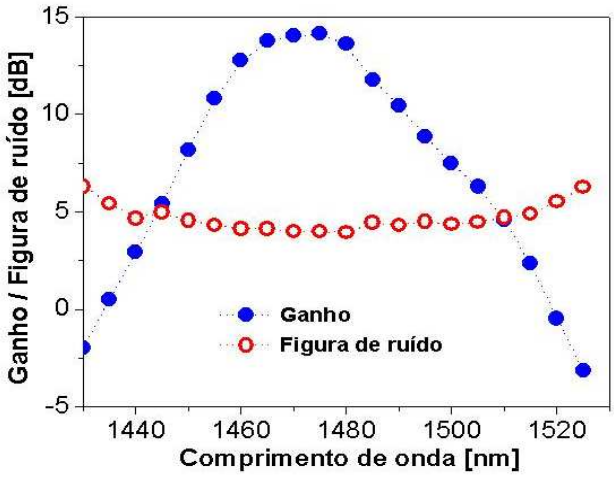

Figura 2.19. Ganho e figura de ruído do TDFA em função do comprimento de onda, com único bombeamento em 1050 nm. A potência de bombeamento e do sinal foram de 300 mW e -23 dBm (5 μW), respectivamente.

2.4 AMPLIFICADOR PARAMÉTRICO A FIBRA ÓPTICA

2.4.1 Introdução

O amplificador paramétrico a fibra óptica, como o próprio nome diz, são amplificadores que se utilizam de processos paramétricos. Estes são desenvolvidos quando o meio não linear age de forma passiva, mediando interações entre ondas eletromagnéticas através da sua resposta não linear, no qual a luz induz uma modulação de um parâmetro do material. A polarização induzida no meio é não linear no campo aplicado e sua magnitude é governada pelas suscetibilidades, conforme mostra a equação 2.4, adiante. Os processos paramétricos podem ser classificados em processos de segunda e terceira ordens. Para as fibras ópticas, os efeitos de segunda ordem não existem, pois, como as fibras ópticas são feitas de vidros de sílica, e esta sendo um material isotrópico, apresenta simetria de inversão. Na prática, os processos de segunda ordem (soma de freqüência e geração de segundo harmônico) ocorrem devido aos efeitos de quadrupolo elétrico e dipolo-magnético,

mas a eficiência é muito baixa [7, 8, 19].

Os processos paramétricos dominantes em fibras ópticas são os de terceira ordem, e estes podem ser: geração de terceiro harmônico, mistura de quatro ondas (*FWM - Four Wave Mixing*) e amplificação paramétrica, todos em geral envolvendo interação de quatro ondas [19]. FWM em fibras ópticas pode ser muito eficiente para gerar novas ondas, onde suas características podem ser entendidas a partir do termo $\in_0 \chi^{(3)} \vdots \vec{E}\vec{E}\vec{E}$ da equação 2.4.

$$\vec{P}_{NL} = \in_0 \left(\chi^{(1)}\vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} \vdots \vec{E}\vec{E}\vec{E} \right) \tag{2.4}$$

FWM só ocorre significativamente se o descasamento de fase for próximo de zero. Existem basicamente dois tipos de termos de FWM nas equações para $\vec{P}_{NL}$, um corresponde ao caso onde três fótons transferem energia para um único fóton na freqüência $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$, em que este termo é responsável pela geração de terceiro harmônico (com $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$), porém sendo pouco eficientes, pois em geral é difícil satisfazer à condição de casamento de fase. E o outro, dois fótons de bombeamento são aniquilados e outros dois fótons são criados ($\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$), e é relativamente fácil satisfazer à condição de casamento de fase para o caso degenerado, ou seja, $\omega_1 = \omega_2$ [19].

No FWM degenerado há transferência de energia de uma onda de bombeamento intensa para outras duas ondas deslocadas simetricamente no espectro, uma com a freqüência mais baixa e outra com freqüência mais alta. Se apenas uma onda de bombeamento estiver presente na fibra óptica, e a condição de casamento de fase for satisfeita, as novas ondas vão ser geradas a partir do ruído. Mas se nós tivermos, além do bombeamento, um sinal fraco, este vai ser amplificado ao mesmo tempo em que uma nova onda (*idler*) é gerada, processo em que o ganho responsável pela amplificação é o paramétrico [19].

No caso de interesse, como vemos na figura 2.20 (caso degenerado), os dois fótons de bombeamento, ambos com freqüência ω_p, são aniquilados, gerando novos fótons sinal e *idler* com freqüências ω_s e ω_i, respectivamente. Na interação, a energia ($2\omega_p = \omega_s + \omega_i$) e o momento são conservados ($2\beta_p = \beta_s + \beta_i$). Assim, um amplificador pode ser construído acoplando sinal e bombeamento, ambos interagindo em uma fibra não linear, obtendo-se

amplificação do sinal e conversão de freqüência.

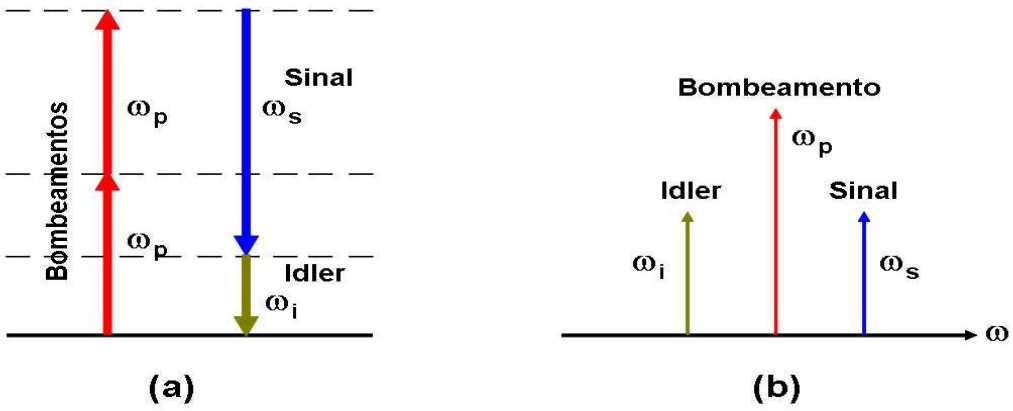

Figura 2.20. (a) Esquema de níveis de energia da interação paramétrica. (b) Esquema do bombeamento com sinal amplificado e *idler* gerado.

Do ponto de vista do eletromagnetismo, podemos considerar a interação entre quatro ondas copolarizadas com freqüências ω_1, ω_2, ω_3 e ω_4. Assim, a partir das equações de Maxwell, encontramos para campos intensos:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial_2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \tag{2.5}$$

onde consideramos o vetor densidade de corrente $\vec{J}$ e a densidade de carga ρ_f sendo zero, pois a fibra óptica é um meio com ausência de cargas livres, e a polarização total é dada por:

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P_{NL}} \tag{2.6}$$

Como os campos são copolarizados e estamos tratando de mistura de quatro ondas, o campo total pode ser escrito como [7, 19, 20]:

$$\vec{E} = \frac{1}{2}\vec{x}\sum_{j=1}^{4} E_j e^{i(\beta_j z - \omega_j t)} + c.c. \tag{2.7}$$

com os quatros campos sendo escritos da forma:

$$E_j = A_j\,(z)\,F_j\,(x,y) \tag{2.8}$$

Na equação 2.8, temos que $A_j(z)$ são as amplitudes complexas dos campos, $F_j(x,y)$ nos fornecem os modos transversais dos campos, e ambas as equações de $A_j(z)$ e $F_j(x,y)$ são totalmente separáveis [7]. Assim, para simplificar, vamos omitir a parte que nos dá os modos dos campos.

Da mesma forma que para o campo elétrico, escrevemos a polarização não linear como sendo [7, 19]:

$$\vec{P}_{NL} = \frac{1}{2}\vec{x}\sum_{j=1}^{4} P_j e^{i(\beta_j z - \omega_j t)} + c.c. \tag{2.9}$$

Agora, usando a equação $\vec{P}_L = \in_0 \chi^{(1)}\vec{E}$, juntamente com as relações $\in_0 \mu_0 = 1/c^2$ e $n^2 = 1 + \chi^{(1)}$, a equação 2.5 pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \tag{2.10}$$

Com as equações 2.8 (não considerando a parte modal ($F_j(x,y)$) e 2.10, e com a relação $\vec{P}_{NL} = \in_0 \chi^{(3)} \vdots \vec{E}\vec{E}\vec{E}$, e se fizermos as seguintes considerações: aproximação de que a amplitude dos campos elétricos variam lentamente [7, 20]; definir que $\gamma = \frac{3\omega_4^2\chi^{(3)}}{8\beta_4 c^2} = n_2\omega_4/c$ [7]. Obtemos as equações[1] para as amplitudes longitudinais dos quatros campos [7]:

$$\frac{dA_1}{dz} = i\gamma\left[|A_1|^2 + 2\left(|A_2|^2 + |A_3|^2 + |A_4|^2\right)\right]A_1 + 2i\gamma A_2^* A_3 A_4 e^{i\Delta\beta z} \tag{2.11}$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\gamma\left[|A_2|^2 + 2\left(|A_1|^2 + |A_3|^2 + |A_4|^2\right)\right]A_2 + 2i\gamma A_1^* A_3 A_4 e^{i\Delta\beta z} \tag{2.12}$$

$$\frac{dA_3}{dz} = i\gamma\left[|A_3|^2 + 2\left(|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_4|^2\right)\right]A_3 + 2i\gamma A_4^* A_1 A_2 e^{i\Delta\beta z} \tag{2.13}$$

$$\frac{dA_4}{dz} = i\gamma\left[|A_4|^2 + 2\left(|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2\right)\right]A_4 + 2i\gamma A_3^* A_1 A_2 e^{i\Delta\beta z} \tag{2.14}$$

onde A_1 e A_2 são as amplitudes de bombeamento e A_3 e A_4 são as amplitudes do sinal e do *idler*, ao longo da fibra. Teríamos $\gamma = \frac{\omega_4 n_2}{cA_{eff}}$, se tivéssemos incluído os modos transversais dos campos $F_j(x,y)$. Assim, a área efetiva modal é $A_{eff} = 1$ quando não incluímos a parte modal [7]. Também aparece nas equações para as amplitudes dos campos o valor $\Delta\beta$, que é o casamento de fase linear.

[1] Os termos de atenuação não foram considerados, mas podem ser facilmente incluídos introduzindo $(\alpha/2)A_j$ nas equações, com $j = 1, 2, 3, 4$.

No caso de interesse, caso degenerado, como foi dito anteriormente, temos dois fótons de bombeamento com a mesma freqüência, que são aniquilados e sendo outros dois fótons sinal e *idler* criados. Desta maneira, $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$, mas para encontrar as equações para as amplitudes não basta simplesmente fazer $A_1 = A_2 = A_p$, $A_3 = A_s$ e $A_3 = A_i$. Isso porque nas equações 2.11-2.14, quando estamos considerando o caso degenerado, ou seja, $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$, novos termos de mistura de quatro ondas, antes negligenciados, passam a ser relevantes pois degeneram. Assim, as equações para as amplitudes dos campos para o caso degenerado são, de acordo com [7, 20, 35], dadas por:

$$\frac{dA_p}{dz} = i\gamma\left[|A_p|^2 + 2\left(|A_s|^2 + |A_i|^2\right)\right]A_p + 2i\gamma A_p^* A_s A_i e^{i\Delta\beta z} \quad (2.15)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = i\gamma\left[|A_s|^2 + 2\left(|A_p|^2 + |A_i|^2\right)\right]A_s + i\gamma A_p^2 A_i^* e^{-i\Delta\beta z} \quad (2.16)$$

$$\frac{dA_i}{dz} = i\gamma\left[|A_i|^2 + 2\left(|A_p|^2 + |A_s|^2\right)\right]A_i + i\gamma A_p^2 A_s^* e^{-i\Delta\beta z} \quad (2.17)$$

Os primeiros dois termos do membro direito das equações 2.15-2.17 são responsáveis pela automodulação de fase (SPM) e modulação de fase cruzada (XPM), respectivamente. O último termo é responsável pela transferência de energia entre as ondas interagentes [20].

Nas equações 2.15-2.17 as amplitudes são grandezas complexas. Mas podemos escrever as equações em termos das potências, que são quantidades reais. Deste modo, escrevendo $A_{p,s,i} = |A_{p,s,i}|\, e^{i\phi_{p,s,i}} = (P_{p,s,s})^{1/2} e^{i\phi_{p,s,i}}$ e fazendo manipulações matemáticas, nós obtemos [7, 20, 35]:

$$\frac{dP_p}{dz} = -4\gamma P_p P_s^{1/2} P_i^{1/2} sen\theta \quad (2.18)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = 2\gamma P_p P_s^{1/2} P_i^{1/2} sen\theta \quad (2.19)$$

$$\frac{dP_i}{dz} = 2\gamma P_p P_s^{1/2} P_i^{1/2} sen\theta \quad (2.20)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \Delta\beta + \gamma\left[2P_p - P_s - P_i + \left(\frac{P_p P_i^{1/2}}{P_s^{1/2}} + \frac{P_p P_s^{1/2}}{P_i^{1/2}} - 4P_s^{1/2} P_i^{1/2}\right) cos\theta\right] \quad (2.21)$$

onde

$$\theta(z) = \Delta\beta z + 2\phi_p(z) - \phi_s(z) - \phi_i(z) \tag{2.22}$$

é a diferença de fase relativa entre as quatros ondas, e $\phi_j(z)$ inclui a fase inicial ($z = 0$) e a fase não linear adquirida durante a propagação.

O primeiro termo do membro direito da equação 2.21 é relativo à fase linear, e os termos restantes descrevem a fase não linear. O termo $\Delta\phi(t) = 2\omega_p t - \omega_s t - \omega_i t$, representando a diferença de fase dependente do tempo, não aparece na equação 2.22, pois ele anula-se devido à conservação de energia $2\omega_p = \omega_s + \omega_i$ e à aproximação de amplitude lentamente variável [20].

Observando as equações 2.18-2.21, concluímos que através do controle de θ podemos ter um amplificador paramétrico ou um atenuador paramétrico. Isso porque se $\theta = \pi/2$, o bombeamento terá a sua potência reduzida, com a conseqüente transferência de energia para sinal e o *idler*. Já se $\theta = -\pi/2$ o contrário acontece, energia do sinal e *idler* é transmitida para o bombeamento [7, 20, 35]. Um amplificador onde nós pudéssemos controlar a fase seria um amplificador sensível à fase [36], o que não é o nosso caso, pois não controlamos a fase, ou seja, temos um amplificador insensível à fase, pois é difícil construir um sistema que possamos controlar e manter a fase.

Um esquema básico de um amplificador insensível à fase, que será o que nós utilizaremos é visto na figura 2.21. Neste esquema, sinal e bombeamento são acoplados, e a amplificação paramétrica acontece na fibra não linear.

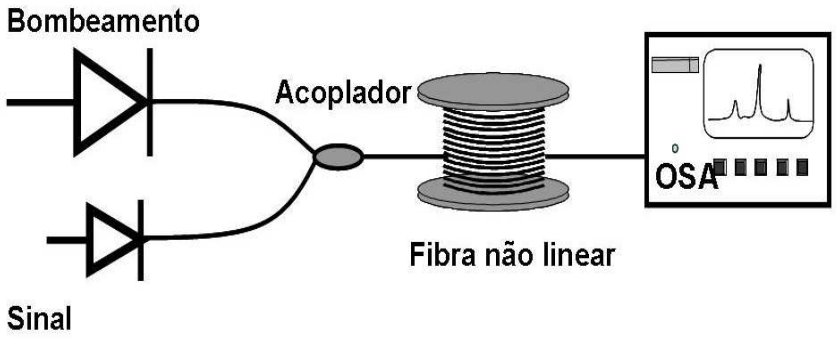

Figura 2.21. Esquema simplificado de um amplificador paramétrico.

No amplificador insensível à fase, temos que o *idler* é assumido como sendo zero para $z = 0$. Deste modo, inicialmente teremos $\theta = \pi/2$, e conseqüentemente, pelas equações 2.19 e 2.20, o sinal e o *idler* começaram a crescer imediatamente no início da fibra [7, 20, 35]. Este resultado pode ser obtido através da equação 2.17, onde temos que $A_i = 0$ para $z = 0$. Desta forma obtemos,

$$dA_i = i\gamma A_s^* A_p^2 e^{-i\Delta\beta z} dz \tag{2.23}$$

ou seja, temos que o *idler* é gerado depois de uma distância de propagação infinitesimal na fibra. Agora, analisando as fases da equação 2.23, obtemos que:

$$\begin{aligned} dA_i &= i\gamma A_s^* A_p^2 e^{-i\Delta\beta z} dz \Rightarrow & (2.24)\\ d\left|A_i\right| e^{i\phi_i} &= e^{i\pi/2}\gamma \left|A_s\right| e^{-i\phi_s} \left|A_p^2\right| e^{2i\phi_p} e^{-i\Delta\beta z} dz \Rightarrow & (2.25)\\ \phi_i &= \pi/2 - \phi s + 2\phi_p - \Delta\beta z & (2.26) \end{aligned}$$

comparando a equação 2.26 com 2.22, nós obtemos que $\theta(0) = \pi/2$. Conseqüentemente, o sinal e o *idler* começaram a crescer imediatamente na fibra, como já foi dito [7, 20, 35].

Operando na condição de casamento de fase, $\theta(z)$ permanece próximo de $\pi/2$. Desta forma, o quinto termo do membro direito da equação 2.21 pode ser negligenciado, e obtemos [20, 35]:

$$\frac{d\theta}{dz} \approx \Delta\beta + \gamma\left(2P_p - P_s - Pi\right) \approx \Delta\beta + 2\gamma P_p = \kappa \tag{2.27}$$

onde a aproximação $\Delta\beta + \gamma\left(2P_p - P_s - Pi\right) \approx \Delta\beta + 2\gamma P_p$ é feita quando o amplificador está operando no regime de não depreciação do bombeamento ($P_p >> P_s$), e κ é o descasamento de fase total. Assim, se κ estiver sempre próximo de zero, θ fica próximo de $\pi/2$ e a potência é transferida do bombeamento para o sinal e o *idler* [35].

Podemos escrever $\Delta\beta$ da equação 2.27 como em [20, 35], obtendo:

$$\begin{aligned} \kappa &= \Delta\beta + 2\gamma P_p \Rightarrow & (2.28)\\ \kappa &= -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2}\frac{dD}{d\lambda}\left(\lambda_p - \lambda_0\right)\left(\lambda_p - \lambda_s\right)^2 + 2\gamma P_p & (2.29) \end{aligned}$$

onde $\lambda_p, \lambda_s, \lambda_0$ são os comprimentos de onda de bombeamento, sinal e do mínimo de dispersão da fibra, respectivamente, e $dD/d\lambda$ é a derivada da dispersão no comprimento de onda de dispersão zero.

Analisando a equação 2.29, observamos que quando $\lambda_p < \lambda_0$, $\Delta\beta$ será positivo (região de dispersão normal). Como $2\gamma P_p$ é sempre positivo para a fibra de sílica, temos que o descasamento de fase total nunca se anulará ($\kappa \neq 0$), e a eficiência do processo é baixa. No caso em que $\lambda_p > \lambda_0$, $\Delta\beta$ será negativo (região de dispersão anômala), e assim $\Delta\beta$ pode compensar $2\gamma P_p$, para termos $\kappa = 0$. Para um λ_p fixo, o ganho em função do comprimento de onda do sinal será formado por duas bandas laterais, uma correspondendo à banda sinal e a outra à banda *idler*, onde o pico de cada banda acontece quando $\kappa = 0$ [7, 20, 35]. Podemos analisar também, através de 2.29, que quanto mais próximo λ_p estiver de λ_0, mais distante λ_s vai estar de λ_p para compensar $2\gamma P_p$, deste modo teremos as bandas laterais tão mais alargadas quanto tivermos λ_p próximo do comprimento de onda de dispersão mínima (λ_0).

É mostrado em [7, 20, 37, 38], que a partir das equações 2.15-2.17, considerando um bombeamento forte e um sinal fraco ($|A_p| >> |A_s|, |A_i|$)[2], podemos obter as seguintes expressões:

$$P_s(L) = P_s(0)\left\{1 + \left[\frac{\gamma P_p}{g} sinh(gL)\right]^2\right\} \tag{2.30}$$

$$P_i(L) = P_s(0)\left[\frac{\gamma P_p}{g} sinh(gL)\right]^2 \tag{2.31}$$

onde L é o comprimento de interação da fibra e g é o coeficiente ganho paramétrico, dado por $g^2 = (\gamma P_p)^2 - \frac{\kappa^2}{4} = -\Delta\beta\left(\frac{\Delta\beta}{4} + \gamma P_p\right)$ [7, 19, 20, 37].

Agora, escrevendo o ganho como foi escrito em **??** e utilizando 2.30:

$$G_s(L) = \frac{P_s(L)}{P_s(0)} \tag{2.32}$$

$$G_s(L) = 1 + \left[\frac{\gamma P_p}{g} sinh(gL)\right]^2 \tag{2.33}$$

[2]Regime de não depreciação do bombeamento

onde vemos através desta equação, como já foi discutido por intermédio das equações 2.18-2.21 e 2.27, que quando κ for zero teremos máximo ganho, pois quando $\kappa = 0$, teremos g máximo, assim G_s também será máximo.

2.4.2 Construção e caracterização do FOPA

Definida a teoria de amplificação paramétrica, tanto do ponto de vista quântico como do ponto de vista do eletromagnetismo clássico, vamos construir e caracterizar o amplificador paramétrico a fibra óptica (*FOPA*). Amplificadores paramétricos no regime contínuo (CW) são estudados desde o final da década de 1980, mas somente em 2001 que um amplificador paramétrico a fibra óptica no regime CW com ganho da fibra de 49 dB foi obtido [39]. Com o objetivo de conseguir amplificadores paramétricos com ganho elevado e plano, além de uma banda mais larga, várias pesquisas vêm sendo feitas com diversas configurações destes amplificadores, com esquema de duplo bombeamento e vários segmentos de fibra [40, 41]. Os FOPA's têm, como grande vantagem, o fato de que a amplificação pode ser feita em qualquer banda, a depender do comprimento de onda do bombeamento e do comprimento de onda de dispersão zero da fibra.

Para caracterizar o FOPA, foi utilizado um único bombeamento. Nós caracterizamos dois FOPA's, diferenciados pela forma de acoplamento entre sinal e o bombeamento. No caso do primeiro FOPA mostrado, acoplamos o sinal ao bombeamento por meio de um acoplador 90/10. No segundo caso, o acoplamento foi feito por meio de um circulador e uma grade de Bragg a fibra. Mostraremos a caracterização de ambos, ou seja, encontraremos ganho e figura de ruído para ambos, e depois faremos uma comparação.

2.4.2.1 FOPA com o bombeamento acoplado ao sinal por meio de um acoplador 90/10 :

O esquema experimental está mostrado na figura 2.22. O bombeamento é produzido da seguinte forma: um laser sintonizável (laser semente), emite um sinal no comprimento de onda próximo ao comprimento de onda de dispersão nula da fibra. Depois de gerado o

sinal, ele passa por um modulador de fase, que o alarga espectralmente, com o objetivo de diminuir o espalhamento Brillouin estimulado (SBS). O modulador de fase é alimentado por dois sinais elétricos periódicos de rádio freqüência, que são amplificados por um amplificador de rádio freqüência (ARF). Depois do modulador de fase, o sinal passa por um EDFA comercial, como o descrito na seção 2.2, onde o sinal é então amplificado, saindo com potências que podem chegar a 1 W. Após a amplificação, o sinal passa por um filtro passa banda sintonizável de 1 nm para remoção da ASE gerada pelo EDFA (BPF - $1nm$). Desta forma, obtemos o bombeamento do FOPA, e assim sinal e bombeamento são acoplados por um acoplador 90/10, ou seja, noventa por cento do bombeamento são acoplados, e dez por cento do sinal são acoplados. Vemos também na figura PC's (*controladores de polarização*), com o intuito maximizar a eficiência do processo, pois o processo é mais eficiente quando sinal e bombeamento são co-polarizados. Os isoladores ópticos são utilizados para suprimir a luz contra-propagante proveniente de reflexões.

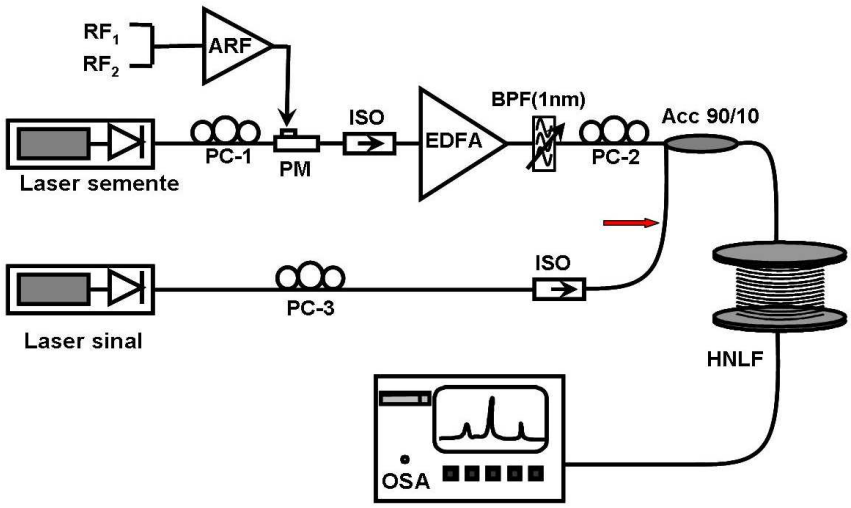

Figura 2.22. Esquema experimental do FOPA, onde vemos: PC - controladores de polarização; ISO - isoladores; Acc - acoplador 90/10; PM - modulador de fase; RF - rádio freqüência; ARF - amplificador de rádio freqüência; EDFA - amplificador a fibra dopada com Érbio; BPF (1 nm) - filtro passa banda de 1 nm; HNLF - fibra altamente não linear; OSA - analisador de espectro óptico.

Primeiramente, no experimento ajustamos as rádio freqüências para termos um mínimo de *SBS*, pois ele faz com que o bombeamento seja retroespalhado, afetando o processo de amplificação paramétrica. O ajuste é feito da seguinte forma: com o laser sinal desligado, ligamos o laser semente, o EDFA e o modulador de fase, juntamente com as rádio freqüências e seus amplificadores. Então, medimos onde a seta vermelha está indicando (figura 2.22), a potência que retorna. Assim, vamos mudando os valores para as rádio freqüências, de modo a obter o mínimo de potência retroespalhada por *SBS*. Vale a pena salientar que o sinal proveniente do laser semente é alargado pelo modulador de fase, inserindo no sinal uma fase adicional. Alargando espectralmente o sinal, aumentamos o limiar de *SBS* [7, 42].

Encontradas as freqüências que minimizam o *SBS*, obteremos o ganho e a figura de ruído para o amplificador. As equações utilizadas para o cálculo do ganho e figura de ruído são [43, 44]:

$$G_{dB} = 10log_{10}\left(\frac{P_{saida} - P_{PF}}{P_{entrada} - P_{SSE}}\right) \tag{2.34}$$

onde vemos que a equação para o ganho do FOPA é igual a dos EDFA e TDFA (2.1), a menos do subscrito PF, que significa fluorescência paramétrica em vez da ASE (*emissão espontânea amplificada*). A figura de ruído é dada por [43, 44]:

$$NF_{dB} = 10log_{10}\left(\frac{2P_{PF}}{h\nu\Delta\nu G} + \frac{1}{G}\right) \tag{2.35}$$

onde vemos que a diferença para o cálculo da figura de ruído do EDFA e TDFA é que agora, além da ASE passar a ser PF (*fluorescência paramétrica*)[3], nós temos um fator de 2 multiplicando a potência da fluorescência paramétrica. Isso se deve ao fato de que agora, diferentemente dos amplificadores a fibra dopada, o ruído é predominantemente co-polarizado com sinal e o bombeamento [43].

Na tabela 2.4, temos as principais características da fibra altamente não linear. E na figura 2.23 vemos o espectro do FOPA, onde vemos sinal amplificado e *idler* gerado. O

[3]A FP é medida da mesma forma que a ASE, como foi mostrado na seção 2.2.1.

Características da fibra altamente não linear ($HNLF$)	Valores
Coeficiente não linear - γ	11,9 $W^{-1}km^{-1}$
Comprimento da fibra - L	0,480 km
Área modal effetiva - A_{eff}	10,3 μm^2
Atenuação - α	0,55 dB/km
Comprimento de onda de dispersão nula - λ_0	1531 nm

Tabela 2.4. Características da fibra altamente não linear ($HNLF$).

sinal forte no centro é o bombeamento. Também são mostradas as bandas de amplificação simétricas ao bombeamento.

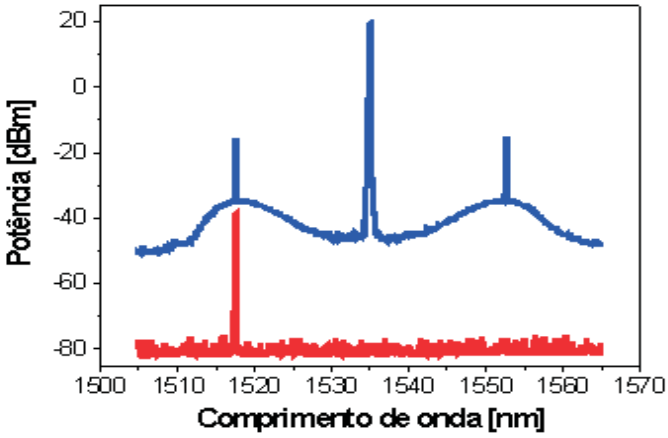

Figura 2.23. Espectro característico de saída do FOPA

Na figura 2.24, temos o ganho da fibra[4], bem como a figura de ruído, para várias potências de bombeamento[5]. O comprimento de onda de bombeamento utilizado foi $\lambda_p = 1535nm$, próximo do comprimento de onda de dispersão nula da fibra ($\lambda_0 = 1531nm$),

[4]Lembrando que o ganho da fibra é o ganho calculado a partir das potências de entrada e saída da fibra ($HNLF$).

[5]As medidas das potências de bombeamento foram feitas na entrada da fibra altamente não linear ($HNLF$), com o laser sinal desligado.

como mostra a tabela 2.4. Utilizamos uma potência de sinal, medida na entrada da fibra altamente não linear ($HNLF$), de -35 dBm (0,3 μW). As rádio freqüências utilizadas para este experimento foram aproximadamente de 600 MHz e 1700 MHz.

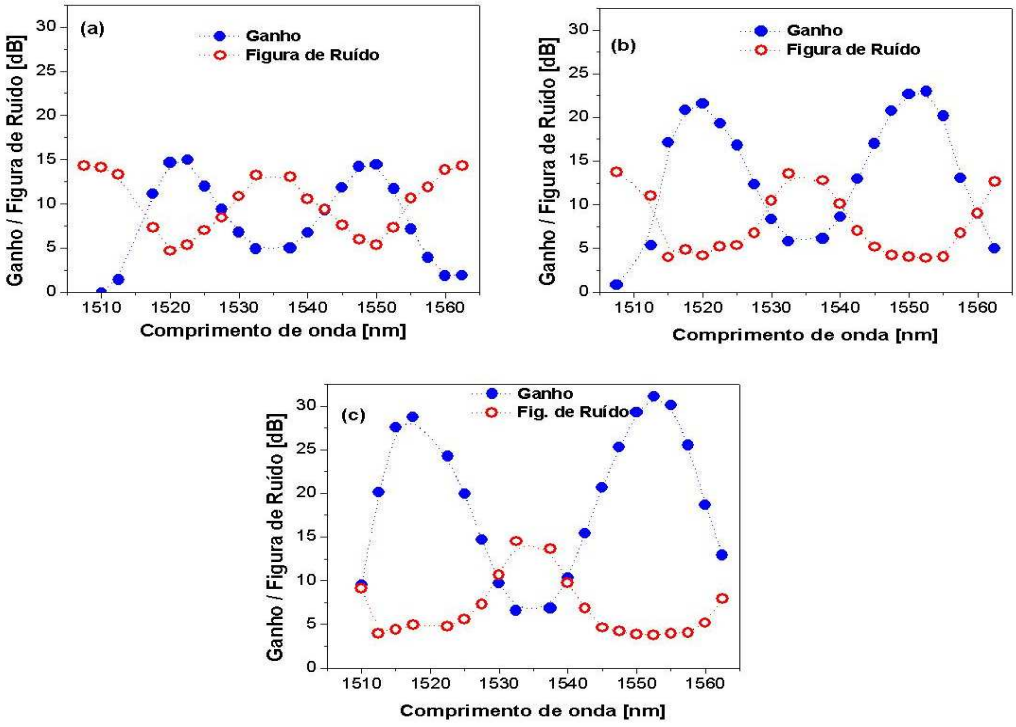

Figura 2.24. Ganho da fibra e figura de ruído do FOPA em função do comprimento de onda para várias potências de bombeamento: (a) 430 mW, (b) 540 mW e (c) 680 mW. O comprimento de bombeamento foi de 1535 nm, e a potência de sinal na entrada de 0,3 μW.

Observamos, através das figuras 2.24(a), (b) e (c), que o FOPA fornece um ganho não planar. O pico de ganho ocorre onde temos casamento de fase total ($\kappa = 0$). Vemos também, que a figura de ruído é bem simétrica ao ganho. Ganho de até 30 dB foi observado, além de figura de ruído com um mínimo em torno de 4,5 dB.

Para o FOPA, além de encontrarmos ganho e figura de ruído (como feito nos EDFA e TDFA), é importante encontrarmos a eficiência com que ele gera o *idler*. Essa eficiência é chamada de eficiência de conversão, e é a razão da potência do *idler* sobre a potência

do sinal de entrada, sendo calculada a partir da equação 2.36:

$$\mathcal{E}_{dB} = 10log_{10}\left(\frac{P_{idler} - P_{PF}}{P_{entrada} - P_{SSE}}\right) \tag{2.36}$$

Na figura 2.25(b), mostramos a eficiência de conversão para várias potências de bombeamento. Na figura 2.25(a) é mostrado, a título de comparação, o ganho para essas mesmas potências de bombeamento (como já foi mostrado na figura 2.24). Vemos uma boa correspondência entre os gráficos de ganho e eficiência de conversão, o que mostra que, além de bom amplificador, o FOPA é um bom conversor de comprimento de onda.

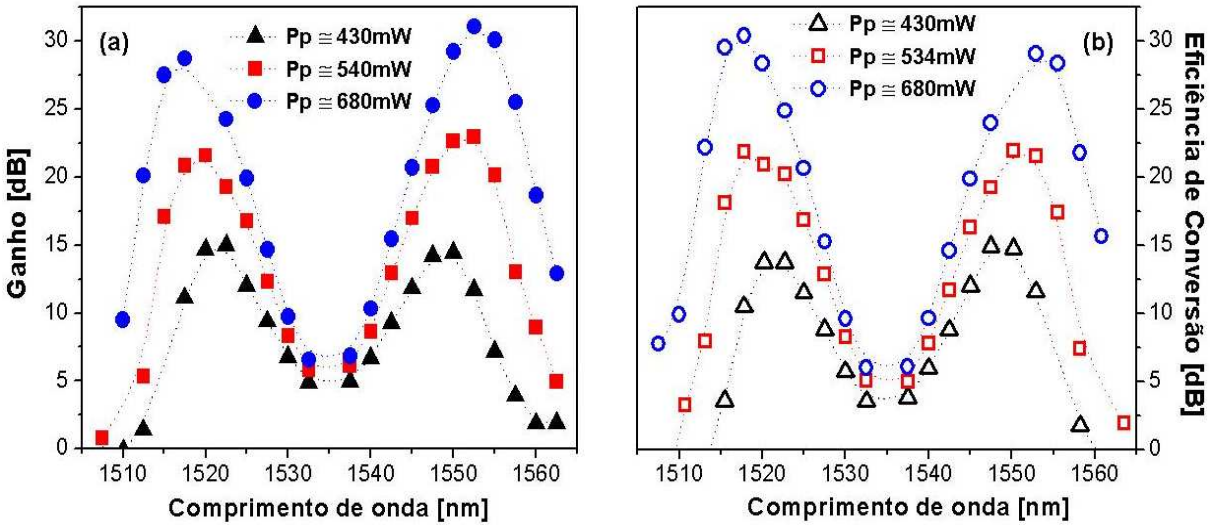

Figura 2.25. Na figura (a) temos os ganhos em várias potências de bombeamento (430 mW, triângulos; 540 mW, quadrados; 680 mW, círculos) sobrepostos, e em (b) vemos a eficiência de conversão para estas mesmas potências de bombeamento. O comprimento de onda de bombeamento utilizado foi de 1535 nm, e a potência do sinal de entrada foi de 0,3 μW.

Outra experiência realizada foi a de variar o comprimento de onda de bombeamento. Como dito anteriormente, através da equação 2.29, quando aproximamos o comprimento de onda de bombeamento do comprimento de onda de dispersão nula da fibra, a banda de amplificação fica cada mais vez alargada. Assim, através do esquema experimental mostrado na figura 2.22, variamos o comprimento de onda de bombeamento, calculando

o ganho da fibra em função do comprimento de onda do sinal para cada comprimento de onda de bombeamento (λ's $\Rightarrow$ 1535 nm, 1538 nm e 1542 nm). Vemos, pela figura 2.26, que quanto mais nos afastamos do comprimento de onda de dispersão nula, a banda de ganho diminui, ou seja, a banda de ganho é maior para $\lambda_p = 1535nm$ e menor para $\lambda_p = 1542nm$.

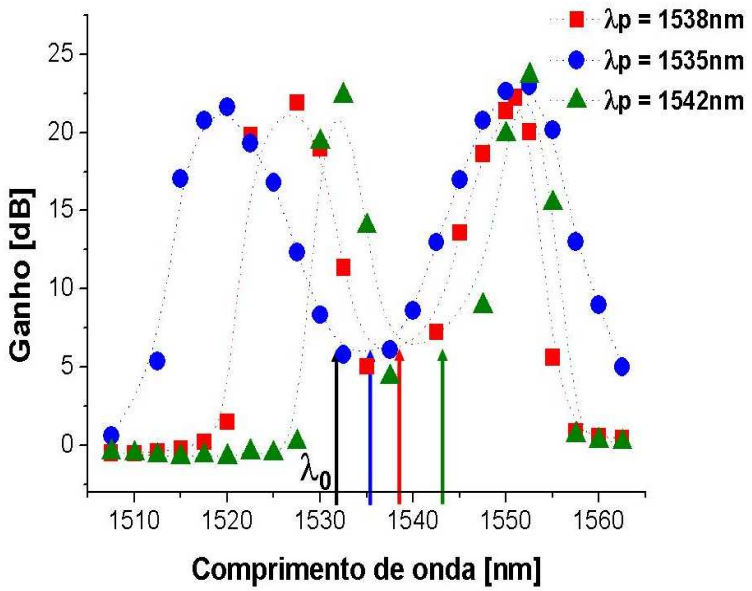

Figura 2.26. Ganho em função do comprimento de onda, para diversos comprimentos de onda de bombeamento ($\lambda's \Rightarrow$ 1535 nm, 1538 nm e 1542 nm), a potência de bombeamento foi P_p =540 mW. O mínimo de dispersão da fibra é em torno de 1531 nm.

2.4.2.2 FOPA com o bombeamento acoplado ao sinal por meio do circulador e grade de Bragg a fibra :

Agora, caracterizamos um FOPA com um esquema experimental muito parecido com o anterior, com a diferença na forma do acoplamento do sinal ao bombeamento. Neste esquema, o sinal é acoplado ao bombeamento através de um circulador óptico e uma grade de Bragg a fibra. O acoplamento ocorre da seguinte forma (ver figura 2.27): o sinal de bombeamento (sintozinado em torno do máximo de reflexão da FBG) é rotacionado

pelo circulador da porta 1 para a 2. Assim, o bombeamento é refletido pela FBG (reflexão em torno de 1534,86 nm), e então é enviado pelo circulador da porta 2 para a 3. Como a FBG tem uma largura de reflexão em torno de 0,2 nm, em torno de 1534,86 nm, qualquer comprimento de onda de sinal fora desta faixa passará totalmente pela FBG, e então será rotacionado pelo circulador da porta 2 para a 3, de forma que sinal e bombeamento são acoplados.

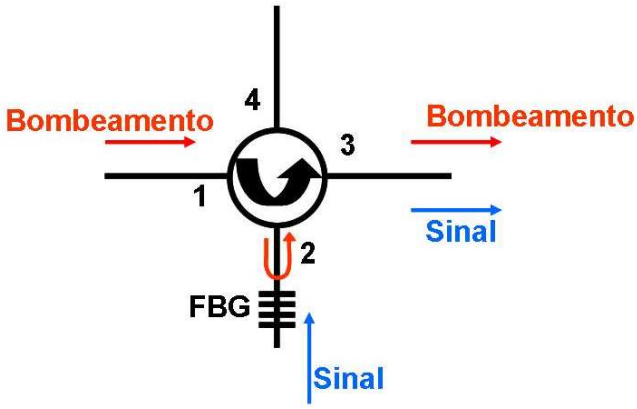

Figura 2.27. Acoplamento sinal - bombeamento, por meio de um circulador e uma FBG.

O esquema experimental deste novo FOPA está mostrado na figura 2.28, onde vemos o acoplamento que foi descrito acima. Os outros componentes, bem como sua função, já foram descritos anteriormente. É importante lembrar que, antes de fazer as medidas, devemos ajustar as freqüências de modo que tenhamos o mínimo de *SBS*. As rádio freqüências encontradas neste experimento foram 500 MHz e 1900 MHz.

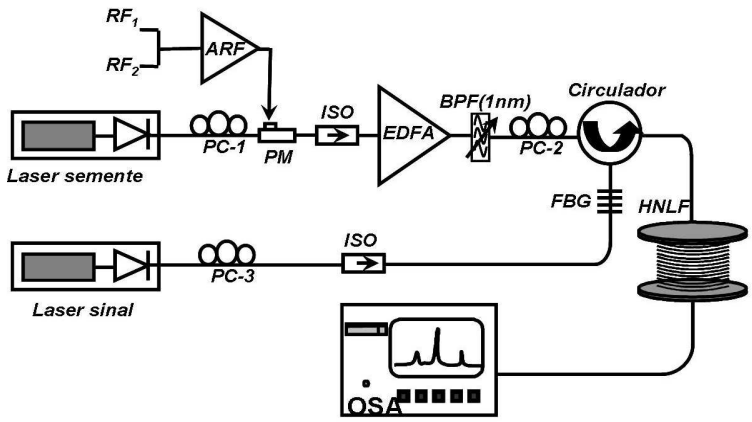

Figura 2.28. Esquema experimental, onde vemos que o acoplamento sinal e bombeamento é feito através da FBG e o circulador.

Para o cálculo do ganho, figura de ruído e eficiência de conversão, utilizamos as equações 2.34, 2.35 e 2.36, respectivamente. Na figura 2.29(a), vemos o ganho da fibra e a figura de ruído, e na figura 2.29(b) temos a eficiência de conversão e a figura de ruído. Aqui, a figura de ruído foi calculada para a eficiência de conversão, ou seja, na equação 2.35, em vez do ganho colocamos a eficiência de conversão, e no lugar da P_{PF} do sinal amplificado, usamos a P_{PF} do *idler* gerado.

Ganho máximo e mínimo em torno 22 dB e 3,3 dB, respectivamente, foram observados na região entre 1510 nm e 1530 nm, Além de figura de ruído mínima de 4 dB.

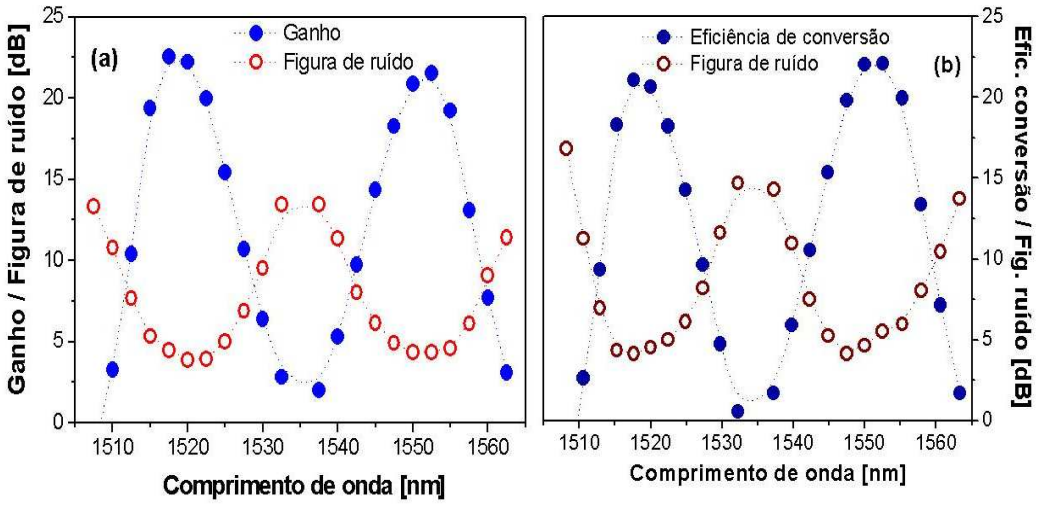

Figura 2.29. Na figura (a) temos ganho e figura de ruído, e em (b) vemos a eficiência de conversão e a sua figura de ruído. O comprimento de onda e a potência de bombeamento são respectivamente, $\lambda_p = 1534,86nm$ e P_p=560 mW, a potência do sinal de entrada é -37 dBm (0,18 mW).

Vamos calcular agora o ganho do amplificador para ambos os FOPA's. O ganho do amplificador é também calculado pela equação 2.34, com a diferença que antes, no ganho da fibra, nós medimos o sinal de entrada, na entrada da fibra não linear, e agora para o ganho do amplificador a potência do sinal de entrada é medida imediatamente na saída do laser sinal, ou seja, potência na entrada do amplificador. Na figura 2.30, vemos à esquerda as figuras simplificadas de ambos os amplificadores, onde o FOPA com o acoplamento por meio do circulador e da FBG é chamado de FOPA1, e o com acoplamento feito com o acoplador 90/10 é chamado de FOPA2. Nesta figura, vemos claramente que o FOPA1 tem um ganho do amplificador maior (em torno de 10 dB) que o FOPA2, isso se devendo ao fato de que no FOPA2, quando o sinal é acoplado ao bombeamento por meio do acoplador 90/10, somente dez por cento do sinal são acoplados.

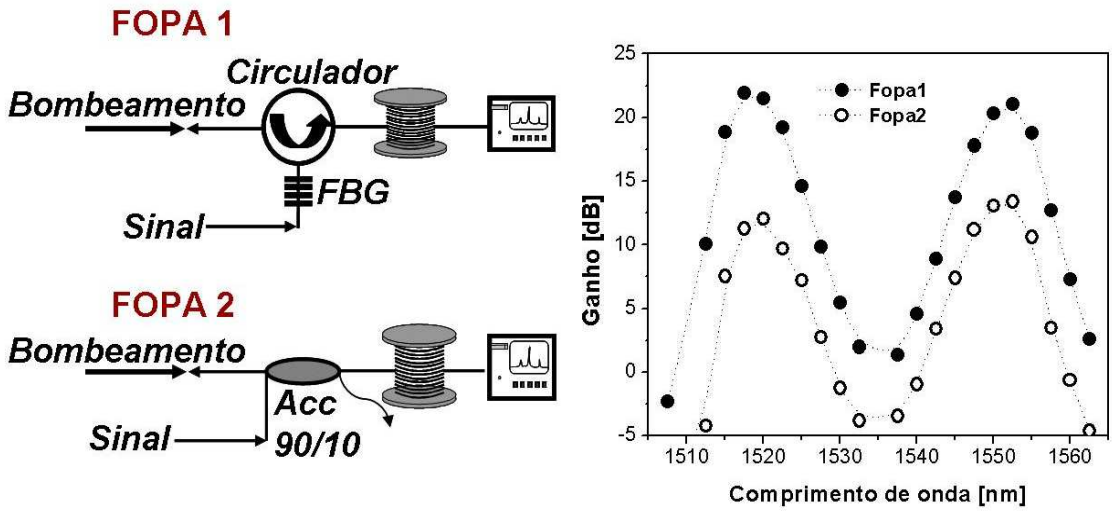

Figura 2.30. A esquerda temos os esquemas simplificados dos FOPA's, e a direita mostramos a comparação dos ganhos do amplificadores

2.5 OUTROS AMPLIFICADORES ÓPTICOS

Além dos amplificadores ópticos descritos acima, existem outros amplificadores desenvolvidos. Nesta seção, descreverei alguns amplificadores.

2.5.1 Amplificador Raman a fibra

O SRS (*espalhamento Raman estimulado*) é o princípio básico para a amplificação dos ARF (*Amplifcador Raman a Fibra*). A diferença entre o SRS e a emissão estimulada dos amplificadores a fibra dopada com terra raras, é que na emissão estimulada, um fóton sinal incidente é capaz de gerar outro fóton com a mesma energia, enquanto que para o espalhamento Raman estimulado, um fóton de bombeamento incidente pode gerar um fóton com energia reduzida e criar um fônon óptico (ver figura 2.31).

Na figura 2.32, temos o espectro de ganho Raman em função da freqüência, para um fibra de sílica com um bombeamento em 1000 *nm*. O deslocamento Raman é a diferença entre a freqüência de bombeamento e a de sinal, também chamada de deslocamento

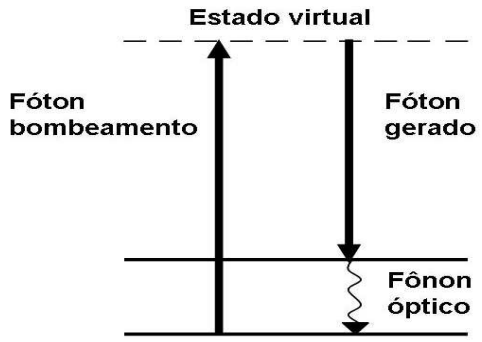

Figura 2.31. Esquema ilustrando o espalhamento Raman estimulado

Stokes. Em geral, o ganho Raman depende da composição do núcleo da fibra, podendo variar significativamente com diferentes dopantes. O ganho Raman em fibras de sílica se estende por quase 40 *THz*, com pico próximo a 13,2 *THz* [9, 45].

Umas das vantagens do ARF é que o ganho Raman pode ocorrer em qualquer fibra, e escolhendo um comprimento de onda de bombeamento apropriado podemos obter ganho Raman para qualquer comprimento de onda, pois o fóton de bombeamento excita o sistema para um nível virtual. Os amplificadores Raman diferem dos amplificadores a fibra dopada com terras raras, porque nestes é necessário a fabricação de uma fibra especial, e os comprimentos de onda do sinal e bombeamento são determinados pelos níveis de energia ressonantes do Érbio [45].

Na figura 2.33, temos um esquema de amplificadores Raman, em que vemos o sinal se propagando do transmissor até o receptor. Observamos dois tipos de bombeamento, o co-propagante, ou seja, o bombeamento na mesma direção do sinal, e o contra-propagante, no qual o bombeamento viaja na direção contrária a do sinal. Este último é o mais empregado. A amplificação ocorre da seguinte forma: com sinal e bombeamento presentes na fibra, um fóton de bombeamento é aniquilado, e outro fóton com freqüência menor

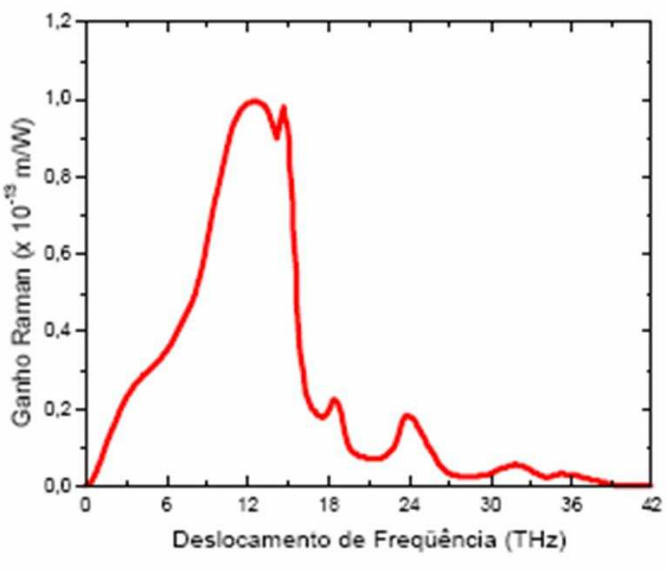

Figura 2.32. Ganho Raman para sílica.

juntamente com um fônon, é gerado. Para o sinal ser amplificado, a diferença entre as freqüências de bombeamento e sinal tem que estar dentro da largura de banda de ganho Raman, como mostra a figura 2.32.

Existem basicamente dois tipos de amplificadores Raman a fibra: os amplificadores discretos e os distribuídos. Nos amplificadores discretos, o processo de amplificação ocorre tipicamente em alguns quilômetros de fibra (5 km), utilizando unidades discretas de fibras empacotadas. Estas fibras são geralmente fibras compensadoras de dispersão, com núcleos menores do que os de uma fibra padrão, e maior coeficiente de não linearidade. Já os amplificadores distribuídos utilizam de parte da linha de transmissão para efetuar a amplificação do sinal, usando em torno de 40 km [45].

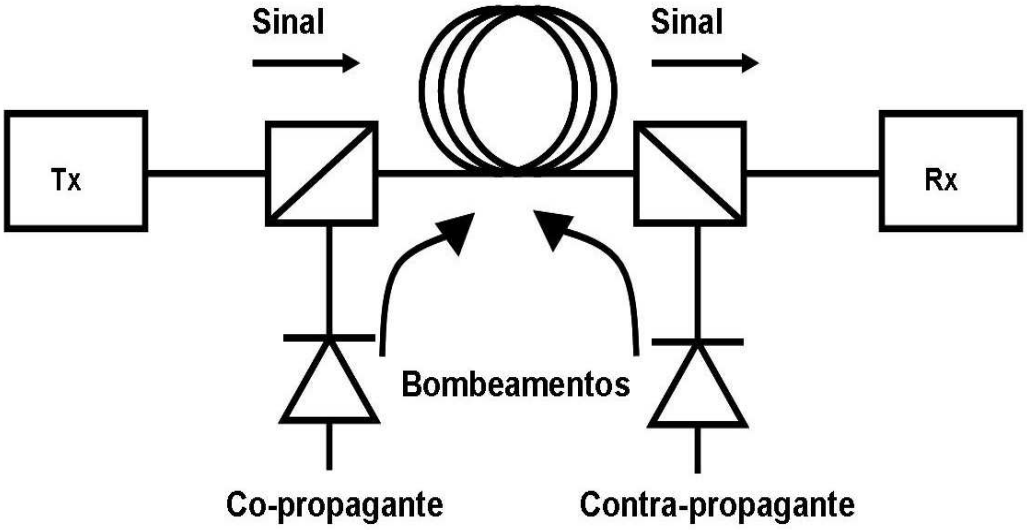

Figura 2.33. Esquema de amplificação Raman com bombeamentos co-propagante e contra-propagante.

As equações que governam a propagação da potência do sinal e bombeamento ao longo da fibra para amplificação Raman podem ser escritas como [45]:

$$\frac{dP_s}{dz} = g_R P_p P_s - \alpha_s P_s \tag{2.37}$$

$$\pm\frac{dP_p}{dz} = -\frac{w_p}{w_s} g_R P_p P_s - \alpha_p P_p \tag{2.38}$$

onde $P_{p,s}$ são as potências de bombeamento e sinal, $\alpha_{p,s}$ são as atenuações do bombeamento e sinal, $\omega_{p,s}$ são as freqüências do bombeamento e sinal e g_R é o ganho Raman.

Um dos problemas dos amplificadores Raman é a necessidade de alta potência de bombeamento, mas com o desenvolvimento de lasers de diodo de alta potência eles passaram a ser mais explorados [8]. Os amplificadores Raman são muito utilizados para complementar os amplificadores a fibra dopada com terras raras [6].

2.5.2 Amplificador óptico de semicondutor

Desde 1962, com a invenção dos lasers de semicondutor, pesquisa-se sobre amplificadores ópticos semicondutores, mas somente da década de 80 eles foram desenvolvidos [9, 15]. Com o advento dos amplificadores a fibra dopada com terras raras e Raman, os amplificadores ópticos semicondutores (SOA) são raramente usados para compensação de perdas [15].

Os amplificadores ópticos de semicondutores podem funcionar de duas formas. Uma forma, é considerando que, a partir de lasers semicondutores, são retiradas as suas reflexões de realimentação. E isso pode ser feito colocando superfícies antirefletoras nas faces do semicondutor. Outra forma de obter amplificadores ópticos de semicondutor é utilizando as múltiplas reflexões nas faces, trabalhando logo abaixo do limiar de potência, sendo, assim, ele considerado um amplificador Fabry-Perot [6, 8].

Devido a sua sensibilidade à polarização, o ganho destes amplificadores é diferente para os modos transversais elétrico (TE) e magnético (TM), sendo estas diferenças tipicamente entre 5 e 8 dB. Muitos esquemas vêm sendo desenvolvidos para reduzir a sensibilidade à polarização. Com a largura e espessura da região ativa comparáveis, pode-se reduzir a sensibilidade à polarização, e uma diferença de menos de 1,3 dB entre as polarizações TE e TM foi conseguida. O uso de dois amplificadores, ou duas passagens através do mesmo amplificador são esquemas que também reduzem a sensibilidade dos SOA's com a polarização. Nos esquemas de uso de dois amplificadores, os mesmos são posicionados de forma que estejam fazendo um ângulo de 90° entre si, e são colocados em série ou em paralelo [9, 15].

Os SOA's podem ser usados como pré-amplificador (ver figura 1.10), desde que se permita integração monolítica do SOA com o receptor. Apesar de não serem pré-amplificadores ideais, pois também degradam a relação sinal ruído, eles podem ser usados para melhorar sensibilidade dos receptores. Os SOA's podem ser usados como amplificadores de potência para elevar a potência de transmissão. E têm sido empregados para superar perdas de distribuições em redes locais (LAN). Os SOA's também são usados como conversores de comprimento de onda, atuando como chaveador para roteamento de

comprimentos de onda. Além dos problemas já citados, os SOA's têm baixa capacidade de suportar vários canais, devido ao seu tempo de resposta [8, 9].

2.5.3 Amplificador a fibra dopada com Praseodímio

Os amplificadores a fibra dopada com Praseodímio (*PDFA*) funcionam na região de 1300 *nm*. Antes do desenvolvimento de lasers semicondutores que emitissem na região de 1550 *nm*, vários sistemas foram implantados na região de 1300 *nm*. Assim, amplificadores foram desenvolvidos para operar nesta região [6], mais que ainda não obtiveram o sucesso comercial do EFDA, sendo um dos fatores para tal, o fato de que eles têm baixa eficiência, ou seja, são necessárias altas potências de bombeamento para se obter ganhos consideráveis [1].

Na figura 2.34, mostramos alguns dos níveis de energia do Pr^{3+}, onde a transição em 1300 *nm* ocorre entre os níveis $^1G_4$ e $^3H_5$. Para fibras de sílica, o tempo de vida do nível superior de amplificação ($^1G_4$) é muito curto, e não é obtida inversão de população suficiente entre os níveis $^1G_4$ e $^3H_5$. Isto se deve a relaxações não-radiativas do nível $^1G_4$ para os níveis $^3F_4$, $^3F_3$ e $^3F_2$. Uma solução é utilizar fibras de composição ZBLAN, como utilizado nos TDFA's (2.3.1). O primeiro PDFA foi demonstrado por Ohishi e colaboradores. Ganhos que variam de 28 a 40 *dB* foram demonstrados com alguns esquemas de bombeamento [1].

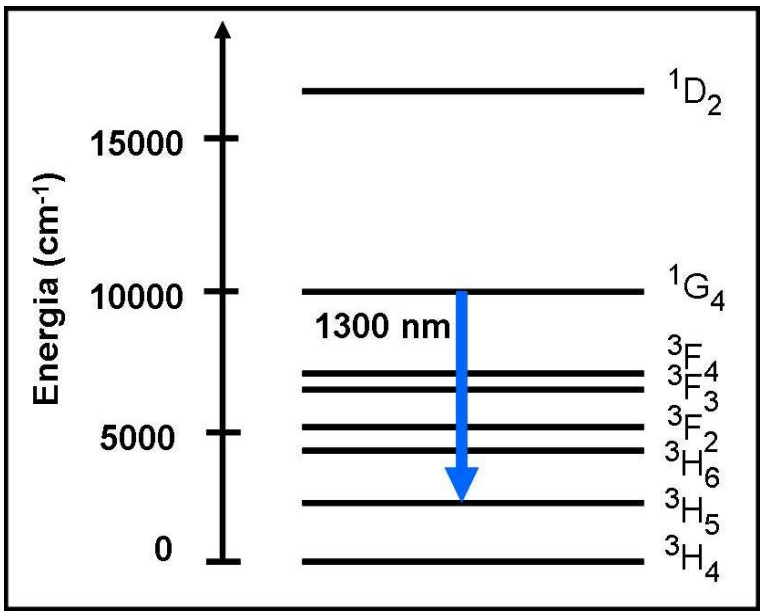

Figura 2.34. Níveis de energia do Pr^{3+}, onde ocorre a emissão em 1300 *nm*.

2.5.4 Amplificador a fibra dopada com Neodímio

Os amplificadores a fibra dopada Neodímio (*NDFA*) foram os primeiros candidatos para amplificar na região de 1300 *nm*, mas os NDFA têm alguns problemas. Eles nunca forneceram ganhos apropriados na região de comprimento de onda de interesse, apesar de poderem ser bombeados com comprimento de onda de 800 *nm*, onde existem diodos de alta potência [1].

Outro problema dos NDFA's é a competição entre a transição em 1050 *nm* ($^4F_{3/2}$ - $^4I_{11/2}$) e a transição de interesse $^4F_{3/2}$ - $^4I_{13/2}$, como mostrado na figura 2.35, pois a seção de choque para a transição em 1050 *nm* é maior que a da transição de interesse. Desta forma, o ganho em 1050 *nm* pode suprimir a transição desejada [1]. Utilizando técnicas de supressão do ganho em 1050 *nm*, pode-se obter até 10 *dB* de ganho em 1300 *nm* [46].

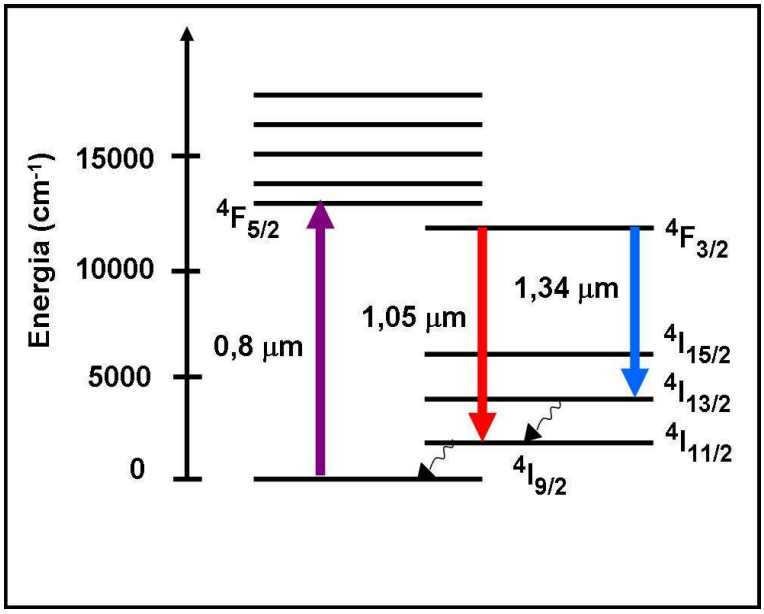

Figura 2.35. Níveis de energia do Nd^{3+}, onde indicamos as transições em 1050 e 1340 *nm*.

Neste capítulo, foram apresentados diversos tipos de amplificadores. Amplificadores individuais que vão compor o híbrido foram descritos e caracterizados. A caracterização do EDFA foi importante, pois apesar de não ser este o EDFA que utilizei no FOPA, ela nos dá um maior entendimento do processo. Fiz a caracterização de dois esquemas do TDFA, uma com duplo bombeamento e outra com único bombeamento, sendo este último o que utilizarei no híbrido. No FOPA, também fiz a caracterização de dois esquemas, a diferenciar pela forma de acoplamento entre sinal e bombeamento. Vimos que o acoplamento por meio do circulador e a FBG tem um melhor desempenho que o 90/10, e será este que utilizarei. Uma breve introdução também foi apresentada a respeito de outros amplificadores.

CAPÍTULO 3

AMPLIFICADOR HÍBRIDO TDFA/FOPA

3.1 INTRODUÇÃO

Diversas pesquisas estão sendo feitas para o desenvolvimento de amplificadores para a banda S. Entre os amplificadores ópticos promissores para esta banda utilizando como meio ativo uma fibra, destacamos os amplificadores Raman, amplificadores com fibra dopada com Túlio (Tm^{3+}), TDFA e os amplificadores paramétricos a fibra óptica, FOPA. Os amplificadores paramétricos a fibra óptica (seção 2.4) são amplificadores que, além de amplificar o sinal óptico, também possibilitam a conversão de comprimento de onda.

Para alargar a banda de ganho de amplificadores ópticos, amplificadores híbridos têm sido estudados [47, 48, 49]. Amplificadores híbridos consistem da combinação em série ou paralelo de diferentes amplificadores ópticos, como os que foram descritos no capítulo 2. Cada amplificador gera ganho numa região de comprimento de onda diferente, fornecendo uma região espectral mais larga para amplificação.

Os amplificadores híbridos em paralelo operam através da demultiplexação e multiplexação dos canais das diversas bandas. Nesta configuração, os sinais são separados através do demultiplexador e são enviados para amplificadores específicos para cada banda. Depois de amplificados, os sinais de todas as bandas são multiplexados. A figura 3.1 mostra este processo, para a amplificação em três bandas diferentes, chamadas arbitrariamente de *A, B e C*. Largura de banda de ganho acima de 100 *nm* é demonstrada para este tipo de configuração [50].

Os amplificadores híbridos em série são construídos a partir de amplificadores ópticos simples, como os descritos no capítulo 2. O arranjo experimental é basicamente como ilustra a figura 3.2: amplificadores são dispostos em série de forma que cada amplificador

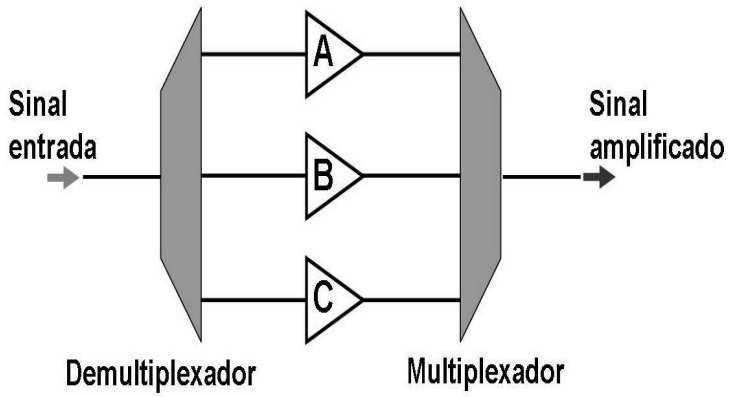

Figura 3.1. Esquema básico de amplificador híbrido em paralelo.

opera em uma região de comprimento de onda diferente, representadas por A,B e C. Os amplificadores híbridos em série têm a vantagem de se utilizarem de um menor número de componentes com relação aos amplificadores híbridos em paralelo.

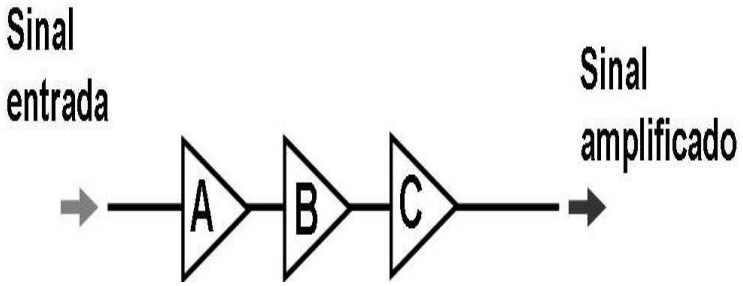

Figura 3.2. Esquema básico de um amplificador híbrido em série.

Neste capítulo, apresentamos um amplificador híbrido e conversor de comprimento de onda operando simultaneamente, consistindo dos módulos TDFA e FOPA colocados em série. Estudamos os módulos individuais, suas contribuições no sistema híbrido, e o desempenho de todo o amplificador.

3.2 CONSTRUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DO HÍBRIDO TDFA/FOPA

3.2.1 Híbrido com sinais na banda S

O amplificador híbrido TDFA/FOPA construído e caracterizado neste trabalho, como já foi dito, consiste da configuração em série dos amplificadores TDFA e FOPA. O esquema utilizado para TDFA foi o descrito na seção 2.3.2.3, onde temos apenas um bombeamento em 1050 *nm*, pois a intenção é construir um amplificador com um mínimo de componentes. O FOPA utilizado foi o descrito na seção 2.4.2.2.

Vimos que o TDFA da seção 2.3.2.3 tem uma banda de amplificação compreendida entre 1445 a 1505 *nm*. Já na seção 2.4.2.2, vimos que o FOPA tem uma banda de amplificação de aproximadamente 1510 a 1560 *nm*. O interessante de juntar estes dois amplificadores é que a banda ganho do TDFA termina quando a banda de ganho do FOPA começa, como vimos nas seções 2.3.2.3 e 2.4.2.2. Além disso, como o FOPA possibilita a conversão de comprimento de onda, como visto na seção 2.4, podemos estudar como o híbrido vai se comportar com relação à conversão de comprimento de onda.

O esquema experimental para o híbrido TDFA/FOPA está mostrado na figura 3.3, e consiste das seguintes etapas: a radiação proveniente do laser sinal é primeiramente acoplada por um WDM (1470/1050) ao bombeamento em 1050 *nm* do TDFA, onde ocorre a primeira etapa de amplificação; após o sinal ser amplificado pelo TDFA, ele é acoplado ao bombeamento do FOPA, através do circulador e da FBG. Então, o sinal e o bombeamento do FOPA são acoplados na fibra não linear. As características da fibra dopada com Túlio e a fibra não linear estão mostradas nas tabelas 2.3 e 2.4, respectivamente. O cálculo do ganho, figura de ruído e eficiência de conversão serão feitos através das equações 2.34, 2.35 e 2.36, respectivamente, exceto no caso em que teremos apenas o TDFA ligado, onde calcularemos ganho e a figura de ruído através das equações 2.1 e 2.3.

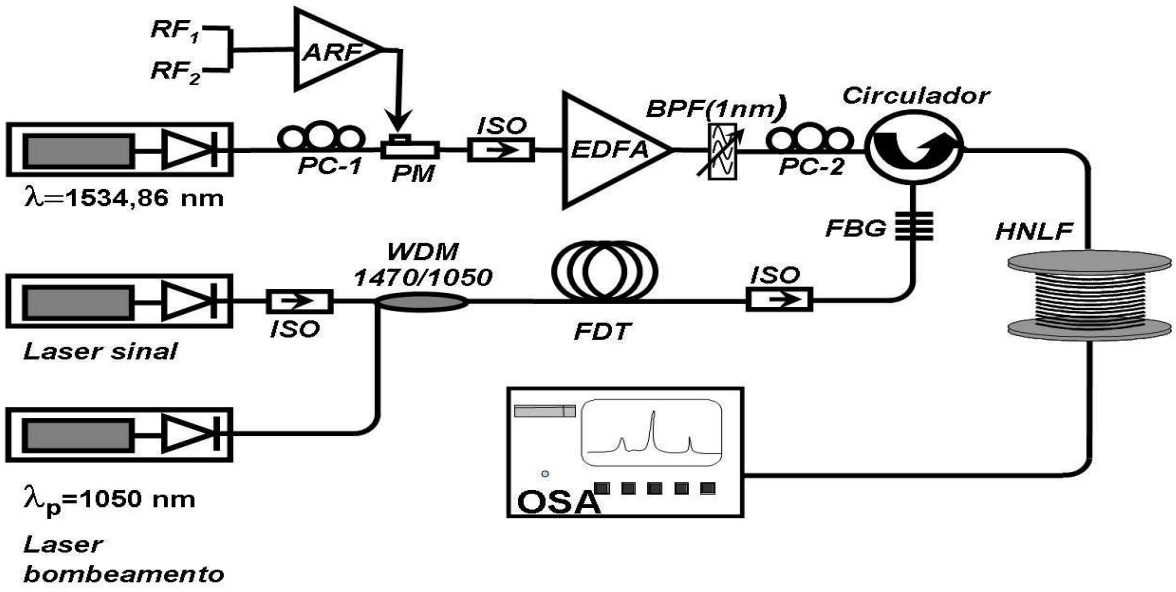

Figura 3.3. Esquema experimental do híbrido TDFA/FOPA.

Primeiramente, obtemos os desempenhos individuais dos amplificadores TDFA e FOPA no híbrido. Assim, primeiro ligamos somente o bombeamento do TDFA. A potência de bombeamento utilizada foi $P_p = 300\ mW$ em 1050 nm e a potência do sinal foi de -23 dBm (5 μW), medida antes do isolador, logo após do laser sinal. Nessa situação, basicamente temos o TDFA da seção 2.3.2.3, acrescido das perdas inseridas pelos circulador, FBG e fibra não linear, de forma que estas perdas são de aproximadamente 2 dB. Na figura 3.4 mostramos o desempenho do TDFA no híbrido, ganho e figura de ruído são mostrados. Nela vemos que, um ganho máximo de aproximadamente 12 dB em torno de 1470 nm foi obtido, além de uma figura de ruído de 4 dB neste mesmo comprimento de onda.

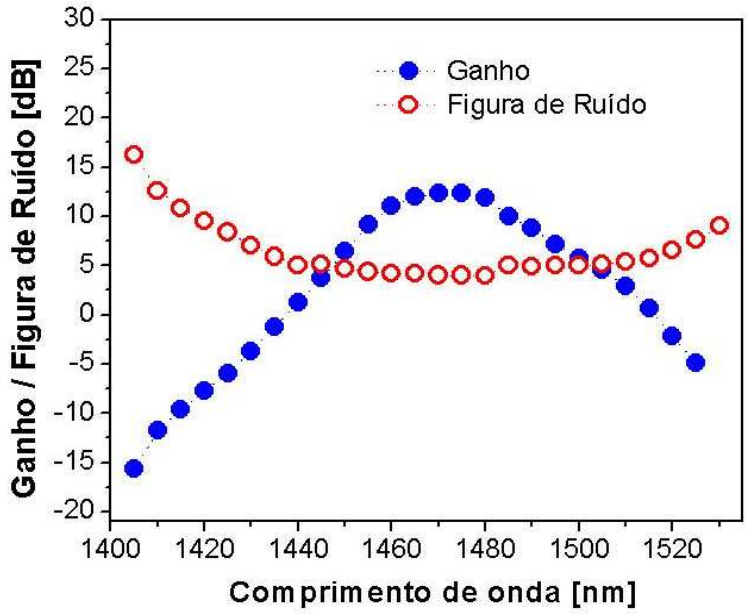

Figura 3.4. Desempenho do TDFA no híbrido, ganho e figura de ruído em função do comprimento de onda. O comprimento de onda de bombeamento foi de 1050 nm, enquanto que a potência de bombeamento foi de 300 mW. Para o laser sinal, a potência foi ajustada em 5 μW.

O desempenho do FOPA no híbrido é mostrado na figura 3.5, onde somente o bombeamento do FOPA foi ligado. A potência de bombeamento utilizada foi $P_p = 590\ mW$ em 1534,86 nm, a potência do sinal foi de -23 dBm (5 μW). Lembrando que antes devemos ajustar as freqüências que alimentam o modulador de fase, para minimizar os efeitos do espalhamento Brillouin. Neste experimento, as freqüências utilizadas foram 500 e 1900 MHz.

Observamos, pela figura 3.5a, que na região onde o TDFA amplifica (aproximadamente 1450 a 1500 nm) o ganho foi negativo, pois nesta região o FOPA não gera ganho e como os componentes são fontes de perdas, a potência de saída é menor que a de entrada. Vale ressaltar que o cálculo da figura de ruído para a eficiência de conversão mostrada na figura 3.5b foi feito a partir da equação 2.35 com as devidas modificações, como descrito

na seção 2.4.2.2.

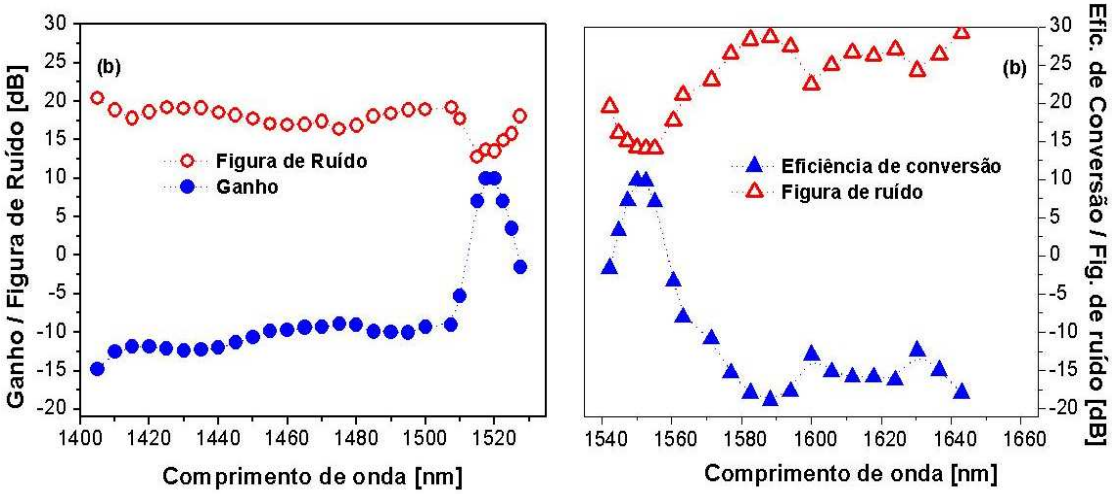

Figura 3.5. Ganho e figura de ruído são mostrados na figura (a). Em (b) temos a eficiência de conversão e a figura de ruído. O comprimento de onda de bombeamento foi de 1534,86 nm, e potência de bombeamento foi de 590 mW. A potência do sinal de entrada foi de 5 μW.

Vemos, pela figura 3.5a que na região de 1410 a 1505 nm, tivemos perdas em torno de 10 dB, isto se deve aos componentes (acoplador 1470/1050, fibra dopada com Túlio, isoladores). Nesta mesma figura, vemos que na região de ganho do FOPA (em torno de 1518 nm) tivemos um ganho máximo próximo de 10 dB, o que indica que tivemos perdas em torno de 10 dB nesta região, pois na seção 2.4.2.2 obtivemos um ganho próximo de 20 dB para o FOPA. Sabemos que o FOPA, além de amplificar o sinal, possibilita a conversão de freqüência (comprimento de onda). Vemos, pela figura 3.5b, que o processo de conversão de comprimento de onda, quando temos somente o FOPA ligado, só é eficiente numa região de aproximadamente 20 nm (1510 a 1530 nm).

Na figura 3.6, vemos as perdas inseridas pelo acoplador 1470/1050 e pela fibra dopada com Túlio. Estas perdas, juntamente com as perdas dos outros componentes, nos dão um bom entendimento do comportamento da figura 3.5a.

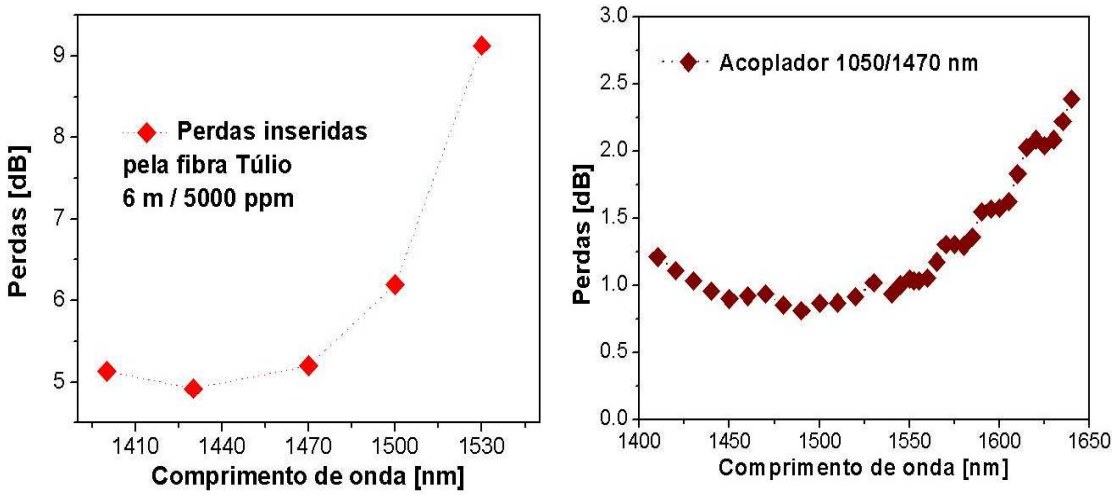

Figura 3.6. Perdas inseridas pela fibra de Túlio e pelo acoplador 1470/1050.

Após ver o desempenho individual de cada amplificador (TDFA - FOPA) no híbrido, vamos observar o desempenho do híbrido com os dois amplificadores ligados. Aqui foi utilizada uma potência de bombeamento de $P_p = 300\ mW$ para o TDFA em 1050 nm, e para o FOPA a potência de bombeamento foi de $P_p = 590\ mW$ em 1534,86 nm. A potência do sinal de entrada do amplificador foi de $P_{sinal} = -23\ dBm$ (5 μW). Na figura 3.7, temos o ganho do híbrido. Mostramos também o desempenho individual dos amplificadores a título de comparação, como já foi mostrado nas figuras 3.4 e 3.5. Vemos uma banda de ganho de aproximadamente 78 nm com um mínimo de 5 dB para o híbrido, indo de 1450 a 1528 nm. O ganho do híbrido teve um pico de ganho de 20 dB em torno de 1518 nm.

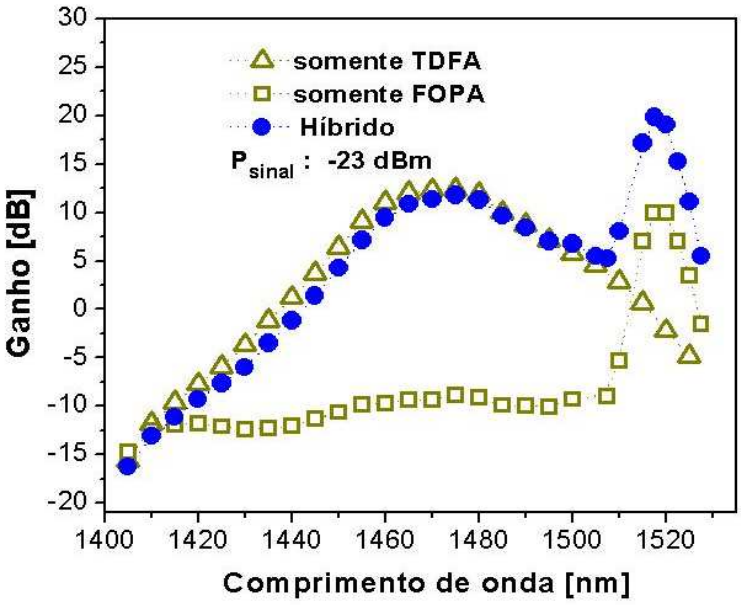

Figura 3.7. Ganho do híbrido em função do comprimento de onda. Também são mostrados os desempenho dos amplificadores individualmente.

Na figura 3.8, é mostrada a figura de ruído para cada amplificador individualmente e do híbrido. Vemos que a figura de ruído de híbrido é dominada pela figura de ruído TDFA. Um mínimo de figura de ruído de 6,3 *dB* foi obtido em torno de 1517 *nm*, pois neste comprimento de onda tivemos alto ganho do híbrido. Na região de 1450 a 1520 *nm*, a figura de ruído variou entre um mínimo de 6,3 *dB* e um máximo de 9,5 *dB*.

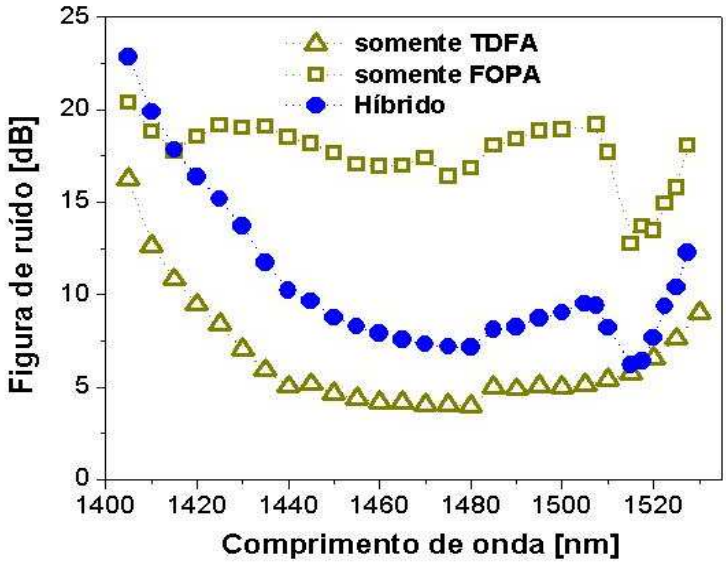

Figura 3.8. Figura ruído do híbrido em função do comprimento de onda, bem como a figura de ruído para os módulos funcionando individualmente.

Para sabermos se o cálculo da figura de ruído (através da equação 2.35) é realista, calculamos a evolução da figura de ruído ao longo do amplificador. O cálculo é feito a partir da equação 3.1:

$$NF = NF_1 + \frac{NF_2 - 1}{G_1} + \frac{NF_3 - 1}{G_1 G_2} + ... + \frac{NF_k - 1}{G_1 G_2 ... G_{k-1}} \tag{3.1}$$

onde NF_1 é a figura de ruído inserida pelo primeiro componente do amplificador, NF_2 é a figura de ruído inserida pelo segundo componente do amplificador, e assim

sucessivamente. Os G_k são os ganho inseridos pelos componentes, lembrando que alguns componentes inserem ganhos menores que um, ou seja, inserem perdas.

Na figura 3.9

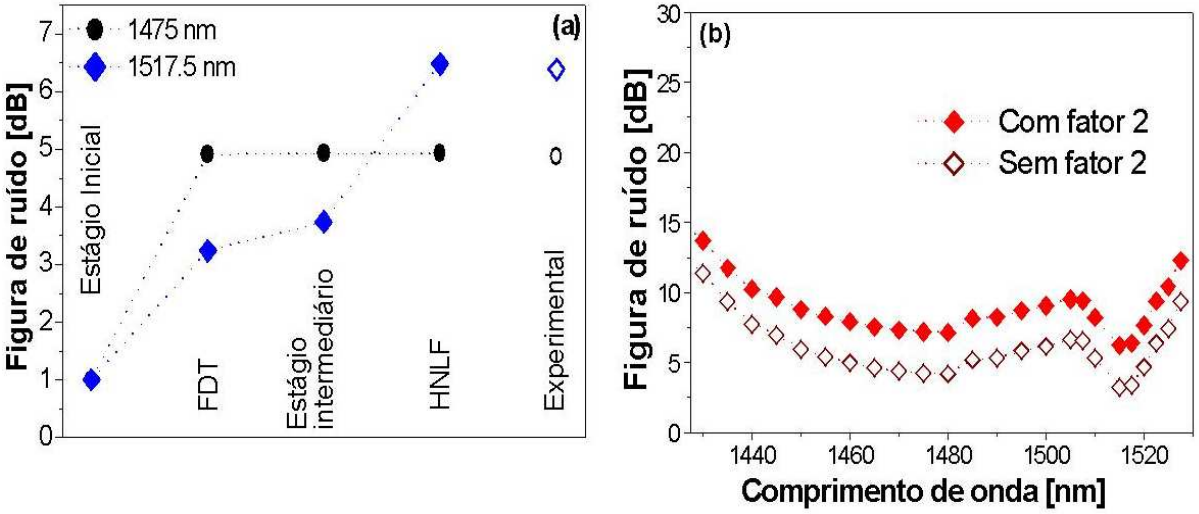

Figura 3.9. Em (a), temos a evolução da figura de ruído ao londo do amplificador. Em (b), mostramos a figura de ruído do amplificador calculada através da equação 2.35, com e sem o fator 2, que multiplica a P_{PF}.

Vemos através das figuras 3.9(a) e (b), que para a região onde temos um máximo de ganho do TDFA (aproximadamente 1475 *nm*), a figura de ruído calculada sem o fator 2 concorda com o cálculo feito para a evolução da figura de ruído. Já na região onde o FOPA tem um máximo de ganho (1517,5 *nm*), o cálculo da figura de ruído com o fator 2 (figura 3.9(b)) e o cálculo para a evolução do ruído (figura 3.9(a)), concordam entre si. Desta forma, esse resultado indica que na região de ganho do TDFA, o cálculo da figura de ruído deve ser feito desconsiderando o fator multiplicativo 2. E ná região de ganho do FOPA, a figura de ruído deve ser calculada com o fator 2.

A figura 3.10 nos mostra a eficiência de conversão do híbrido e sua figura de ruído[1], onde vemos conversão de comprimento de onda eficiente para uma região que vai de 1542 a 1630 *nm*. Na mesma figura, apresentamos, para uma melhor explanação dos

[1]Figura de ruído calculada para a eficiência, como descrito na seção 2.4.2.2.

resultados, o ganho do híbrido e sua figura de ruído, ambos já mostrados nas figuras 3.7 e 3.8. É interessante notar que o híbrido fornece ganho em toda a banda S, além de converter comprimentos de onda da banda S para as bandas C e L. É importante explicarmos porque a banda de eficiência de conversão do híbrido é maior que a banda de eficiência do FOPA. O que acontece é que na região fora da banda de ganho do FOPA (aproximadamente 1440 - 1500 *nm*), onde a eficiência de conversão é negativa[2], primeiramente o sinal recebe ganho do TDFA, e depois a conversão de comprimento de onda acontece na fibra não linear. Assim, se calcularmos eficiência de conversão que ocorre no FOPA, temos que considerar o sinal na entrada do mesmo e *idler* gerado na saída. Mas quando calculamos a eficiência de conversão do híbrido, consideramos o sinal na entrada do híbrido e o *idler* gerado na saída. A figura 3.11 ilustra o que acabamos de dizer.

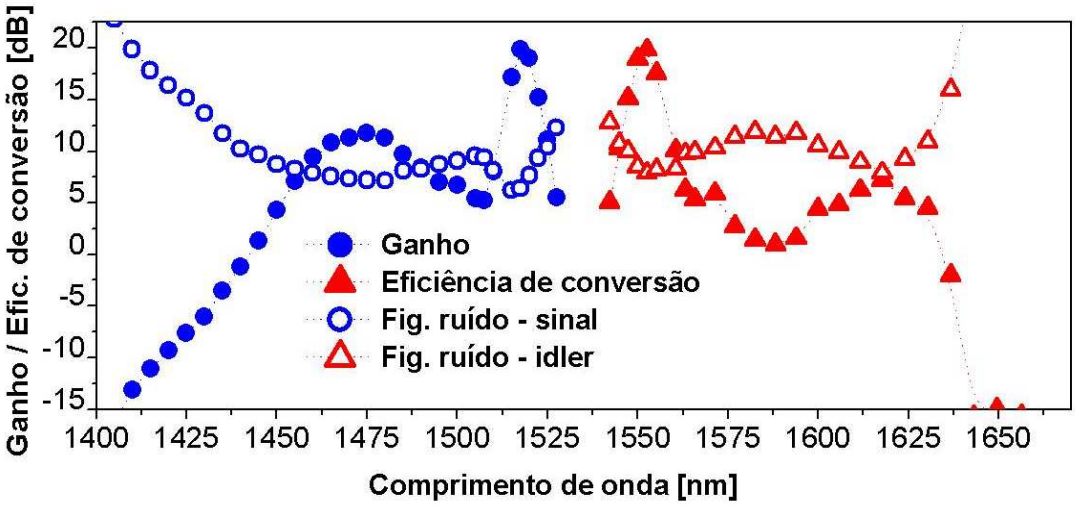

Figura 3.10. Eficiência de conversão do híbrido, e figura de ruído calculada para os *idlers* em função do comprimento de onda.

[2]Eficiência de conversão negativa (em *dB*) significa que há geração de *idler*, mas com potência menor que a do sinal que o gerou.

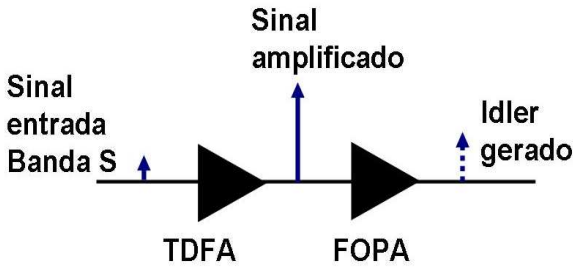

Figura 3.11. Ilustração do processo de conversão de freqüência do híbrido.

Um experimento muito interessante consiste em inserir no amplificador mais de um canal (mais de um sinal com comprimentos de ondas diferente). Para tecnologia WDM, é importante amplificar vários canais simultaneamente em uma larga banda. O esquema experimental é o mesmo da figura 3.3, com a única diferença que agora temos oito sinais na entrada do amplificador. Na figura 3.12 vemos o esquema simplificado do mesmo.

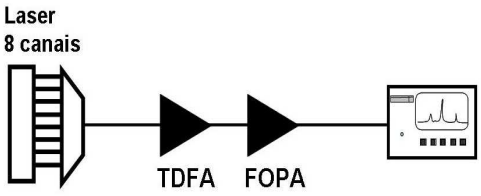

Figura 3.12. Esquema simplificado do híbrido com um laser de 8 canais.

Oito canais amplificados e simultaneamente convertidos são mostrados na figura 3.13. Identificamos o bombeamento para o FOPA em 1534,86 *nm* e os oitos canais (1448,00 *nm*, 1458,00 *nm*, 1468,85 *nm*, 1478,27 *nm*, 1487,8 *nm*, 1497,47 *nm*, 1507,25 *nm* e 1517,17 *nm*). Vemos os sinais na banda S sendo amplificados, e sinais nas bandas C e L sendo gerados. O comprimento de onda de bombeamento tanto para o TDFA como para o FOPA neste experimento são os mesmos que foram utilizados para caracterizar o híbrido, assim como as potências de bombeamento. Como não podemos controlar a polarização para todos os sinais simultaneamente, as potências dos sinais e os *idlers* são menores do que se tivéssemos apenas um sinal.

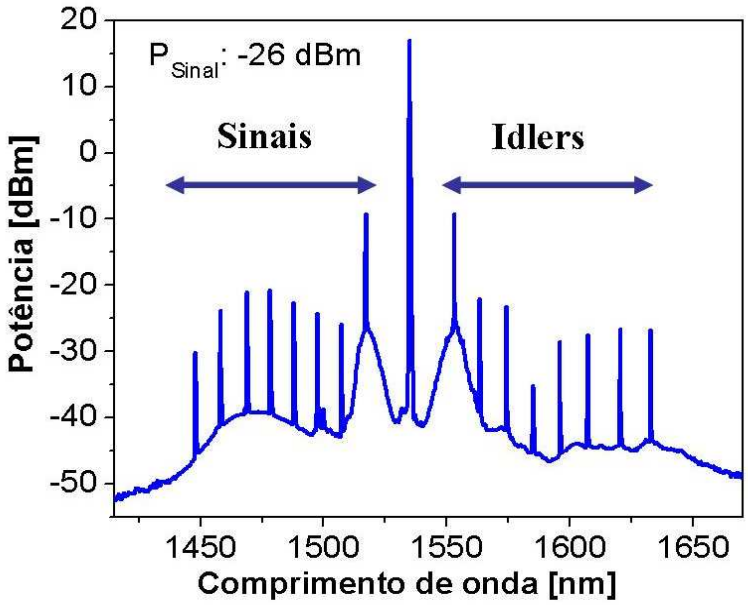

Figura 3.13. 8 anais amplificados e simultaneamente convertidos. A potência de cada canal foi de -26 *dBm*.

3.2.2 Híbrido com sinais na banda L

Utilizando o mesmo esquema experimental da figura 3.3, agora inserimos sinais na banda L. A figura 3.14 mostra o ganho e eficiência de conversão para o híbrido com sinais na banda L. Os comprimentos de onda de bombeamento, bem como as potências, são as mesmas do híbrido com sinais na banda S. A potência do sinal de entrada foi 4 *dBm* (2,51 mW). Utilizamos uma potência alta de sinal de entrada, pois foi a mínima potência que tínhamos no laser com sinais na banda L.

Na figura 3.14, vemos que o híbrido não é um bom amplificador para a banda L. Isto ocorre, pois o TDFA não gera ganho nesta banda. O híbrido com sinais na banda L age como um FOPA acrescido das perdas inseridas pelos componentes do TDFA (fibra dopada, acoplador 1470/1050). As perdas inseridas pela fibra dopada com Tm^{3+} para sinais nas bandas C e L são relativamente altas, como podemos observar a partir do

comportamento da figura 3.6. A não existência de ganho na banda L no híbrido resulta que não é possível converter sinais das bandas C-L para a S utilizando este amplificador.

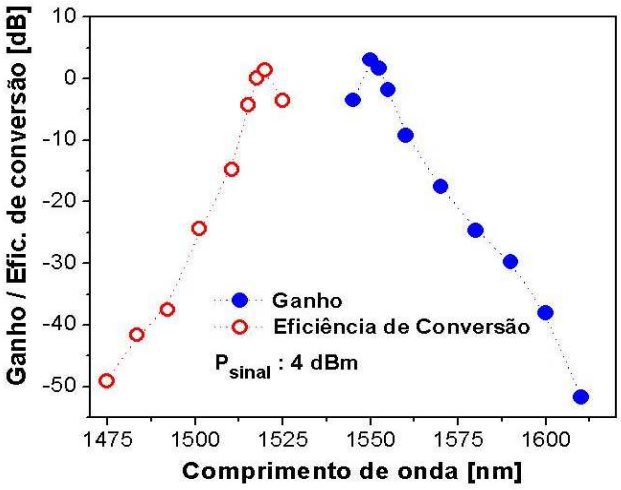

Figura 3.14. Ganho e eficiência de conversão com sinais na banda L. A potência do laser sinal foi de 4 *dBm*.

3.2.3 Híbrido com o FOPA precedendo o TDFA

Outra montagem experimental feita para o híbrido foi com FOPA precedendo o TDFA. O interesse desta montagem está em aproveitar o bombeamento do FOPA, utilizando-o também como bombeamento adicional no TDFA. Na figura 3.15, mostramos os níveis dos íons (Tm^{3+}) com bombeamento duplo, um em 1050 *nm* já utilizado e um em 1535 *nm*.

Nesta montagem experimental temos um FOPA como descrito na seção 2.4.2.1, onde o sinal e o bombeamento do mesmo são acoplados por meio de um acoplador 90/10. E após, o sinal amplificado pelo FOPA é acoplado ao TDFA por intermédio do circulador e a FBG, como podemos ver na figura 3.16. Neste esquema, parte do bombeamento do FOPA chega à fibra dopada com Túlio, o que permite utilizá-lo.

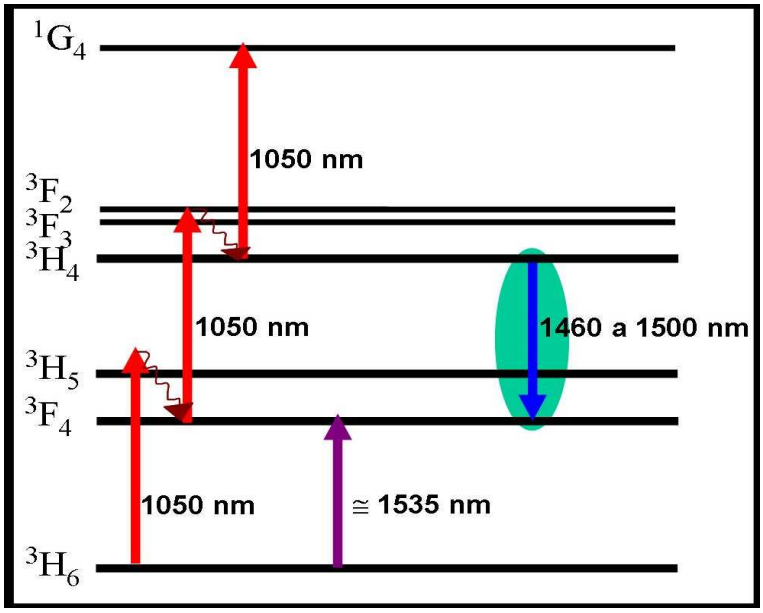

Figura 3.15. Níveis de energia do Tm^{3+}, onde indicamos o esquema de bombeamento para o TDFA no híbrido FOPA/TDFA.

Entretanto, ao medirmos a ASE gerada pelo híbrido nesta configuração, verificamos que o bombeamento do FOPA destrói a inversão de população do TDFA, pois ele introduz muita população no nível inferior de amplificação ($^3F_4$). Na figura 3.17a, observamos como a potência de bombeamento do FOPA destrói a ASE de amplificação na região de amplificação do TDFA, pois à medida em que aumentamos a potência de bombeamento do FOPA, a potência ASE diminui. Valores do bombeamento do FOPA entre aproximadamente 30 e 50 mW foram medidos na entrada da fibra dopada com Túlio.

Também nesta configuração, sinais na banda S não são convertidos para as bandas L. Isto é devido à conversão de comprimento de onda ocorrer antes da amplificação de sinais na banda S, pois o FOPA precede o TDFA. Na figura 3.17b, a ASE do híbrido e as contribuições individuais (FOPA e TDFA) para a ASE são mostradas.

Esta configuração não se mostrou eficiente, tanto para amplificar canais na banda S, como para convertê-los para as bandas C e L.

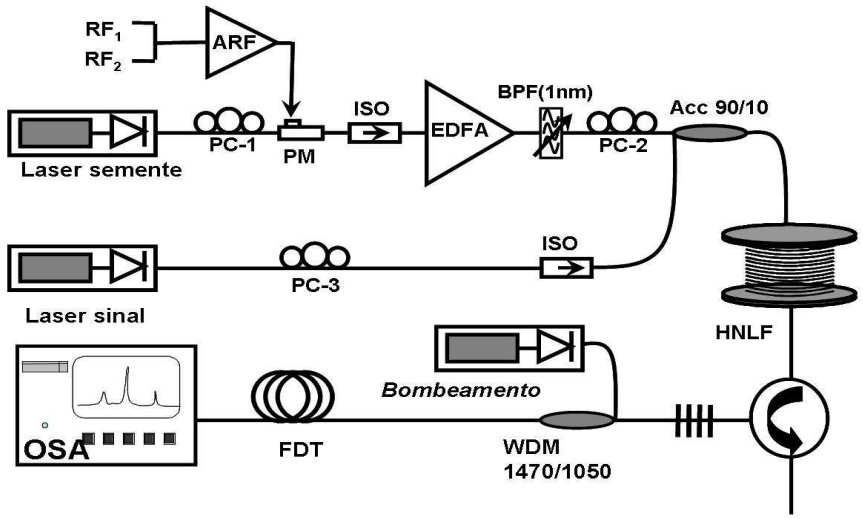

Figura 3.16. Esquema experimental do híbrido com o FOPA antes do TDFA.

Neste capítulo, foi apresentado um amplificador híbrido e conversor de comprimento de onda operando simultaneamente, consistindo dos módulos TDFA e FOPA colocados em série. Estudamos os módulos individuais, suas contribuições no sistema híbrido, e o desempenho de todo o amplificador. Amplificação em toda a banda S foi observada, bem como conversão de comprimento de onda da banda S para as bandas C e L. A figura de ruído medida para a banda S é dominada pela contribuição do TDFA. Verificamos, neste trabalho que para este sistema híbrido em particular, a conversão de comprimento de onda de sinais da banda L para a banda S não é possível, visto que o TDFA não fornece ganho na banda L. E a configuração do híbrido com o FOPA precedendo o TDFA não é eficiente para amplificar e converter sinais.

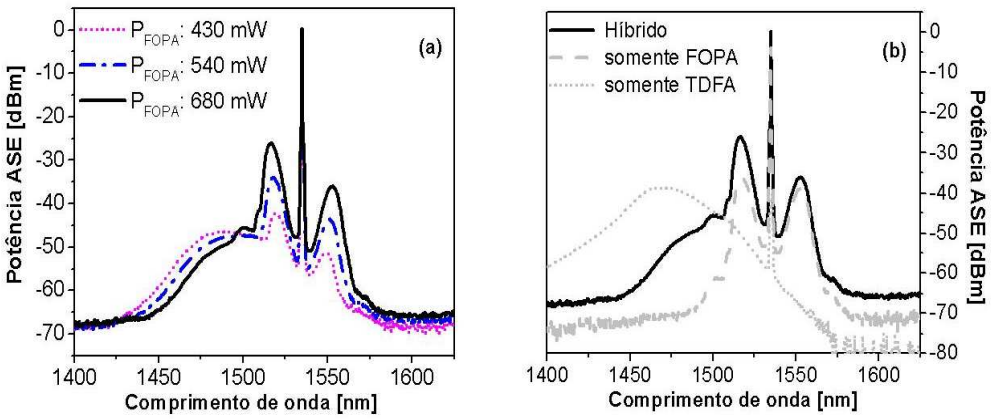

Figura 3.17. (a) ASE do híbrido FOPA/TDFA. (a) ASE do híbrido e contribuições individuais dos amplificadores para a ASE.

CAPÍTULO 4

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho, apresentamos um amplificador híbrido consistindo de uma configuração em série dos amplificadores TDFA (amplficador a fibra dopada com Tm^{3+}) e FOPA (amplificador paramétrico a fibra óptica) [51, 52, 53].

Inicialmente apresentamos os amplificadores que compuseram o híbrido. A caracterização individual dos amplificadores EDFA, TDFA e FOPA foi apresentada. Estudo de saturação foi feito, para os amplificadores EDFA e TDFA. Também estudamos a saturação cruzada de ganho para o TDFA com duplo bombeamento.

Para o híbrido apresentado no capítulo 3, observamos amplificação de sinais na banda S foi verificada, com 78 nm de banda de ganho com um mínimo de 5 dB, além de bom desempenho em figura de ruído. Vimos que o híbrido TDFA/FOPA possibilita conversão de comprimento de onda positiva, da banda S para as bandas C e L (1450-1530 $nm \longmapsto$ 1540-1635 nm).

Para este esquema de híbrido em particular, amplificação na banda L não é possível, pois sinais nesta banda são muito afetados pela absorção do TDFA (Tm^{3+}, ${}^3H_6 \longmapsto {}^3F_4$). Conseqüentemente, conversão de comprimento de onda das bandas C e L para a S não é possível.

A capacidade do dispositivo para amplificação de canais em um sistema WDM e conversão de comprimento de onda destes canais simultaneamente foi mostrada na experiência de oito canais.

Vimos também que uma configuração com o FOPA precedendo o TDFA não tem um bom desempenho, pois o bombeamento do FOPA que chega à fibra dopada com túlio destrói a inversão de população entre os níveis de amplificação do TDFA, pois a potência que chega na FDT é muita alta. Esta mesma configuração também não

possibilita conversão de comprimento de onda, pois os sinais amplificados no TDFA não recebem a conversão de comprimento de onda do FOPA.

Para melhorar o desempenho híbrido TDFA/FOPA, podemos inserir um bombeamento adicional em 800 *nm*, como mostrado na seção 2.3.2.2, melhorando o desempenho do TDFA, e assim, o desempenho do híbrido (ver figura 4.1). Outra proposta seria a de colocar o bombeamento em 1050 *nm* contra-propagante ao sinal (figura 4.2), e juntamente com parte do bombeamento do FOPA, que chega na FDT, teríamos um processo de amplificação mais eficiente.

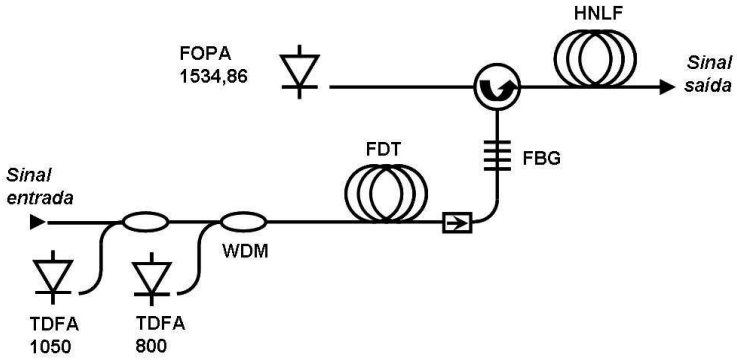

Figura 4.1. Esquema do híbrido com bombeamento adicional em 800 *nm* para o TDFA.

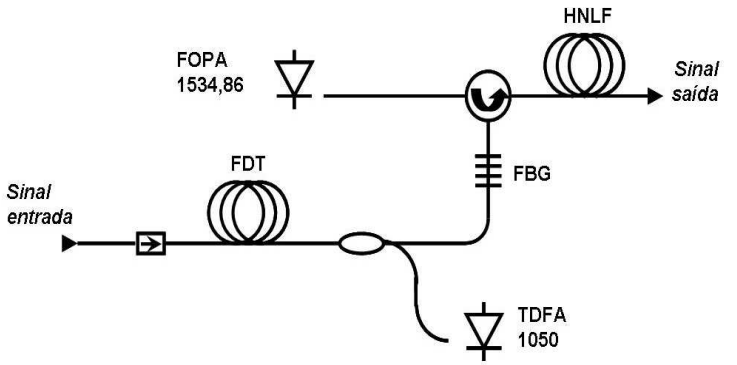

Figura 4.2. Esquema do híbrido com bombeamento do TDFA contra-propagante ao sinal.

Para conseguirmos um ganho mais planar, podemos aumentar a banda de ganho do FOPA, inserindo um bombeamento com um comprimento de onda mais próximo

do mínimo de dispersão nula da fibra, pois, como vimos na seção 2.4.2.1, quanto mais próximo o comprimento de onda de bombeamento estiver do comprimento de onda do mínimo de dispersão nula da fibra, mais larga será a banda de ganho.

O híbrido desenvolvido neste trabalho tem como possíveis aplicações em sistemas de comunicações ópticas:

- Amplificador óptico para banda larga;
- Conversor de comprimento de onda entre bandas;
- Compensador de dispersão cromática;
- Limitador de ruído.

Trabalhos referentes à dissertação

Artigos apresentados em conferências:

1 G. F. Guimarães, S. R. Lüthi, J. F. L. Freitas and A. S. L. Gomes. S-band amplification and S- to C/L-band wavelength conversion using a TDFA/FOPA hybrid amplifier. *XXIX Encontro Nacional da Matéria Condensada - Anais da óptica*, 2006.

2 S. R. Lüthi, G. F. Guimarães, J. F. L. Freitas and A. S. L. Gomes. TDFA-FOPA hybrid for S-band amplification and S-to-C, S-to-L band wavelength. *CLEO/QUELS, Long Beach - CWM Waveguide-Based Telecommunication, 2006.*

3 S. R. Lüthi, G. F. Guimarães, B. B. C. Kyotoku, J. F. L. Freitas, M. B. Costa e Silva, D. H. Thomas, von der Weid J.-P. and A. S. L. Gomes. Optical amplifier hybrid devices for S-band telecommunications: a comparison. *Optical Amplifiers and their Applications, 2006, Whistler - Fiber optics and optical communications, Nonlinear optics, fibers, 2006*

Artigos publicados em periódicos:

1 G. F. Guimarães, S. R. Lüthi, J. F. L. Freitas and A. S. L. Gomes. TDFA/FOPA Hybrid for Broadband Amplification and Frequency Conversion in Optical Communications. Accepted for publication - *Electron. Lett.*.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology.* Academic Press, 1999.

[2] William F. Giozza, Evandro Conforti, and Hélio Waldman. *Fibras Ópticas: Tecnologia e Projeto de Sistemas.* Makron Books, 1991.

[3] E. A. Lacy. *Fiber Optics.* Prentice-Hall, 1982.

[4] Frederido Dias Nunes. *Comunicações Ópticas.* Não publicado, 2005.

[5] T. Okoshi. *Optical Fibers.* Academic Press, 1982.

[6] Carmelo José Albanez Bastos Filho. *Amplificadores Ópticos para Sistemas de Comunicação Multicanais de Alta Capacidade.* PhD thesis, Universidade Federal de Pernambuco, julho 2005.

[7] Claudio Floridia. *Desenvolvimento e Caracterização de Amplificadores Paramétricos e de Amplificadores e Lasers à Fibra Dopada com Túlio.* PhD thesis, Universidade Federal de Pernambuco, maio 2003.

[8] Mariana Torres Carvalho. *Caracterização de Amplificadores à Fibra Dopada com Túlio por Reflectometria Óptica Coerente no Domínio das Frequências.* Master's thesis, Universidade Federal de Pernambuco, Novembro 2002.

[9] G. P. Agrawal. *Fiber Optics Communication Systems.* A John Wiley & sons, 3rd edition, 2002.

[10] J. M. Senior. *Optical Fiber Communications Principles and Practice*. Prentice Hall International, 1985.

[11] H. J. R. Dutton. *Understanding Optical Communications*. Copyright International Business Machines Corporation, 1998.

[12] A. Ghatak and K. Thygarajan. *Introduction to Fiber Optics*. Cambridge University Press, 1998.

[13] D. F. Grosz. *Efeitos Não Lineares em Sistemas de Comunicação Óptica de Longas Distâncias e Altas Taxas*. PhD thesis, Universidade Estadual de Campinas, abril 1998.

[14] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, 3rd edition, 1999.

[15] G. P. Agrawal. *Lightwave Technology*. John Wiley & Sons, 2004.

[16] E. Desurvire. *Erbium Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications*. John Wiley & Sons, 1994.

[17] A. S. L. Gomes. Recent progress in thulium doped fiber amplifiers. *Technicnal Summary Digest of Photonics West 2003-SPIE*, page 361, 2003.

[18] T. Komukai, T. Yamamoto, T. Sugawa, and Miyajima Y. 1.4 μm band tm^{3+} doped fluoride fiber amplifier using a 1.064 μm upconversion pumping scheme. *IEEE J. Quantum Electron.*, 29(1):110–112, 1993.

[19] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. New York: Academic Press, 2nd edition, 1995.

[20] J. Hansryd, P. Andrekson, M. Westlund, J. Li, and P.-O. Hedekvist. Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications. *IEEE Journal of Selected Topics Quantum Electron.*, 8:506–520, 2002.

[21] R. Baker. Optical amplification. *Physics World*, mar. 1990.

[22] C. Fludger. Raman amplifiers for broad band communications. *Optical Amplifiers and Their Applications, OAA*, 2002.

[23] Andrés Anibal Rieznik. Modelagem e física de amplificadores a fibra dopada com Érbio. Master's thesis, Universidade Estadual de Campinas, Abril 2003.

[24] Cláudio Mazzali. Geração e amplificação de sinais Ópticos para sistemas de comunicação de alta capacidade. Master's thesis, Universidade Estadual de Campinas, Novembro 1997.

[25] B. M. Antipenko, A. A. Mak, O. B. Raba, K. B. Seiranyan, and T. V. Uvarova. New lasing transition in tm^{3+} ion. *Sovietic Journal of Quantum Eletron.*, 13(4):558–560, 1983.

[26] J. Y. Allain, M. Monerie, and H. Poingnat. Tunable cw lasing around 0.82, 1.48, 1.88 and 2.35 *nm* in thulium-doped fluorozirconate fibre. *Eletron. Lett.*, 25(24):1660–1662, 1989.

[27] J. Y. Allain, M. Monerie, and H. Poignant. Blue upconversion fluorozirconate fibre laser. *Electron. Lett.*, 26(3):166–168, fev. 1990.

[28] Y. et al. Nishida. Reability of fluoride fiber module for optical amplifier use. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 11(12), 1999.

[29] T. Komukai, T. Yamamoto, T. Sugawa, and Y. Miyajima. Upconvertion pumped thulium doped fluoride fiber amplifier and laser operating at 1.4 μm. *IEEE J. Quantum Electron.*, 31:1880–1889, 1995.

[30] F. Roy. Recent advances in thulium-doped fiber amplifiers. *In Technical Digest of Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 2002*, pages 568–570, 2002.

[31] F. Roy, P. Baniel, C. Fages, J. J. Girard, A. Le Sauze, and Bayart D. Optimal pumping schemes for gain-band management of thulium-doped fiber amplifiers. *In Technical Digest of Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 2001, OFC*, 2:TuQ7, 2001.

[32] T. Sakamoto. S-band fiber optic amplifiers. *In Technical Digest of Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 2001, OFC*, 2:TuQ1, 2001.

[33] A. S. L. Gomes, M. L. Sundheimer, M. T. Carvalho, J. F. Martins-Filho, C. J. A. Bastos-Filho, and W. Margulis. Novel dual wavelength (1050 nm + 800 nm) pumping scheme for thulium doped fiber amplifiers. *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 2002, OFC*, 2002.

[34] A. S. L. Gomes, M. L. Sundheimer, M. T. Carvalho, J. F. Martins-Filho, C. J. A. Bastos-Filho, J. P. von der Weid, and W. Margulis. Low pump power, short-fiber copropagating dual-pumped (800 nm + 1050 nm) thulium doped fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 28(5):334–336, 2003.

[35] K. Inoue and T. Mukai. Signal wavelength dependece of gain saturation in fiber optical parametric amplifier. *Opt. Lett.*, 26:10–12, 2001.

[36] W. Imajuku, A. Takada, and Y. Yamabayashi. Low-noise amplification under the 3 *dB* noise figure in high-gain phase-sensitive fibre amplifier. *Electron. Lett.*, 35(22):1954, 1999.

[37] M. E. Marhic, N. Kagi, T. K. Chiang, and L. G. Kazovsky. Broadband fiber optical parametric amplifiers. *Opt. Lett.*, 21:573–575, 1996.

[38] R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm. Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18:1062–1072, 1982.

[39] J. Hansryd and P. A. Andrekson. Broad-band continuous-wave-pumped fiber optical parametric amplifier with 49-db gain and wavelength-conversion efficiency. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 13(3):506–520, 2001.

[40] M. E. Marhic, Y. Park, F. S. Yang, and L. G. Kazovsky. Broadband fiber optical parametric amplifiers and wavelengths converters with low-ripple chebyshev gain spectra. *Opt. Lett.*, 21:1354–1356, 1996.

[41] J. M. C. Boggio, F. A. Callegari, S. Tenenbaum, H. L Fragnito, J. B. Rosolem, and M. R. X. de Barros. Demonstration of 26 db on-off gain of a two-pump fiber optical parametric amplifier. *Optical Fiber Communication Conference*, ThGG18, 2002.

[42] S. K. Korotky, P. B. Hansen, L. Eskildsen, and J. J. Veselka. Efficient phase modulation scheme for suppressing stimulated brillouin scattering. *Tech. Digest Int. Conf. Integrated Optics Optical Fiber*, 2:110–111, 1995.

[43] J. F. L. Freitas, M. B. Costa e Silva, S. R. Lüthi, and A. S. L. Gomes. Raman enhanced parametric amplifier based s-c band wavelength converter: Experiement and simulations. *Optics Communications*, 255:314–318, 2005.

[44] R. Tang, P. L. Voss, J. Lasri, P Devgan, and P. Kumar. Noise-figure limit of fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters: experimental investigation. *Opt. Lett.*, 29:2372–2374, 2004.

[45] C. Headley and G. P. Agrawal. *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*. Academic Press, 2005.

[46] T. Sugawa, Y. Miyajima, and T. Komukai. 10 db gain and high saturation power in a nd^{3+} doped fluorozirconate fibre amplifier. *Electron. Lett.*, 26(24):2042–2044, 1990.

[47] A. Guimarães, J. M. Chavez Boggio, J. D. Marconi, F. A. Callegari, and H. L. Fragnito. High performance hybrid edfa-fopa pre-amplifier for 40 gb/s transmission. *OFC, 2005*, 2005.

[48] S. R. Lüthi, M. B. Costa e Silva, C. J. A. Bastos-Filho, F. A. Martins-Filho, and A. S. L. Gomes. Tdfa/raman hybrid amplifiers covering the entire s-band pumped by a single laser. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 17(10):2050–2052, 2005.

[49] Z. Li, Chun-Liu Zhao, Y. J. Wen, C. Lu, Y. Wang, and J. Chen. Optimization of a raman/edfa hybrid amplifier based on dual-order stimulated raman scattering using a single-pump. *Optics Communications*, 2006.

[50] C.-H. Yeh, C.-C. Lee, and S. Chi. 120-nm bandwidth erbium-doped fiber amplifier in parallel configuration. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 16(7):1637–1639, 2004.

[51] G. F. Guimarães, S. R Lüthi, J. F. L. Freitas, and A. S. L. Gomes. S-band amplification and s- to c/l-band wavelength conversion using a tdfa/fopa hybrid amplifier. *XXIX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada - Anais da óptica*, 2006.

[52] S. R Lüthi, G. F. Guimarães, J. F. L. Freitas, and A. S. L. Gomes. Tdfa-fopa hybrid for s-band amplification and s-to-c, s-to-l band wavelength. *CLEO/QUELS, Long Beach - CWM Waveguide-Based Telecommunication*, 2006.

[53] S. R Lüthi, G. F. Guimarães, B. B. C. Kyotoku, J. F. L. Freitas, M. B. Costa e Silva, D. H. Thomas, von der Weid J.-P., and A. S. L. Gomes. Optical amplifier hybrid devices for s-band telecommunications a comparison. *Optical Amplifiers and their Applications, 2006, Whistler - Fiber optics and optical communications, Nonlinear optics, fibers*, 2006.