

Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação
Departamento de Microonda e Óptica

Estudo de Amplificadores Ópticos a Fibra Dopada com Érbio para Aplicação em Sistemas WDM

Eng. Oscar Palma Lima de Boczar

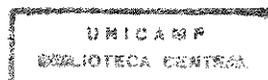
Orientador:
Prof. Dr. Rui Fragassi Souza (FEEC)

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Campinas, 21 de Maio de 1998.

Este exemplar corresponde a redação final da tese defendida por Oscar Palma Lima de Boczar e aprovada pela Comissão Julgada em 21 / 05 / 98.

Rui Souza
Orientador



UNIDADE	BC
N.º CHAMADA:	Unicamp
	B631e
V.	
TÉCNO. DE	34700
PREC.	395/98
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	11/08/98
N.º CPD	

CM-00115022-5

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

B631e Boczar, Oscar Palma Lima de
Estudo de amplificadores ópticos a fibra dopada com érbio para aplicação em sistemas WDM. / Oscar Palma Lima de Boczar.--Campinas, SP: [s.n.], 1998.

Orientador: Rui Fragassi Souza.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Amplificadores ópticos. 2. Fibras ópticas. I. Souza, Rui Fragassi. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.

Resumo

Apresentamos, neste trabalho, estudos sobre os amplificadores a fibra dopada com érbio, visando sua aplicação em sistemas de multiplexação em comprimento de onda (WDM).

Primeiramente, desenvolvemos uma análise teórica do funcionamento desse dispositivo. Apresentamos um modelo matemático que descreve o mecanismo de amplificação da luz e as correspondentes simulações computacionais, explorando o efeito de diversas variáveis, como o comprimento da fibra dopada com érbio. Estas simulações também exploram diferentes configurações de bombeio do amplificador, comparando-as.

O trabalho inclui a construção de um amplificador óptico a fibra dopada com érbio, utilizando bombeio co-propagante ao sinal e, também, a implementação de técnicas de controle automático de ganho (CAG), utilizando componentes ópticos totalmente passivos e de baixo custo, adequando o amplificador para a utilização em sistemas WDM.

Abstract

This work deals with the study of erbium doped fiber amplifiers, aiming its application in wavelength division multiplexing (WDM) optical systems.

Initially, a theoretical analysis of the device behavior is presented. A mathematical model for the light amplification in the fiber is outlined and the corresponding computational simulations are performed, exploring the effect of several variables, like the length of the erbium doped fiber. Several simulations for different pump configurations are also compared.

The work includes the description of the construction of an erbium doped optical fiber amplifier, using a co-propagating pumping configuration and also the implementation of techniques of automatic gain control for this device, using only passive and low cost components, adequate for WDM systems.

Agradecimentos

Ao amigo e professor, Rui Fragassi Souza, pela orientação, dedicação e, principalmente, por ter acreditado neste trabalho.

Ao amigo e professor, Hugo Luis Fragnito, pela co-orientação, pelo incentivo e, por ter permitido o desenvolvimento experimental deste trabalho, no Laboratório de Fibras Ópticas do Departamento de Eletrônica Quântica do Instituto de Física da Unicamp.

Aos amigos e professores do INATEL, Rodrigo Guaracy Santana e Daniel Moutinho Pataca, pelo apoio, amizade e, principalmente, por terem me aberto as portas da Unicamp.

Ao Departamento de Microondas e Óptica, da Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação (DMO-FEEC) e, ao Departamento de Eletrônica Quântica, do Instituto de Física Gleb Wataglin (DEQ-IFGW), pelo apoio e incentivo dado.

Aos professores do DMO-FEEC, Hugo Hernández Figueroa, Cláudio Ribeiro Lima, Atilio Giarola e Evandro Conforti, pelo incentivo.

Ao Salomão e à Miriam, do CPqD da Telebrás, por providenciarem a fibra dopada com érbio, utilizada na construção do amplificador óptico.

Ao Dr. Raman Kashyap, por ter providenciado e entregue, pessoalmente, as grades em fibra, utilizadas no amplificador óptico.

Ao Professor Barbosa (DEQ-IFGW), pela sua amizade.

Aos colegas de trabalho do DMO, Pablo, Cosme, Vitaly, Miguel, Helder, Adriano, Ivan, Juliano, Izabella, Kika, Rubens, Fabiana, Zezé, Carlos Caballero e Mônica Rocha, pelo apoio.

Aos funcionários do Instituto de Física, Simone, Antônio Carlos, Ray, Zé Aparecido, Alemão, D. Meire e, ao ilustríssimo futuro doutor e pontepretano Cláudio Virgineli (fala aí Virgo), pela amizade e convivência.

Aos colegas de trabalho do Instituto de Física, Walter, Diego e, principalmente, ao grande amigo Cláudio Mazzali, que muito contribuiu com seu conhecimento e experiência, à realização deste trabalho. O meu eterno obrigado.

Aos meus outros colegas, Maria Luiza, Mylene, Marcelo, Ana Paula, Flávio, Jorge Polar, Éder, Cristof, Alessandra, Ana Catarina, Paulo, Kaká, Mairton, Matheus, Jaudelice, Nádia, o meu sincero obrigado.

Aos meu eternos amigos, Jorge Rezalla Naback e Marcos Rossi (Marquinho Bola), por terem se encarregado de fazer com que a minha permanência em Campinas, fosse a mais agradável possível.

À minha noiva, Carmen, pelo amor, carinho e companheirismo.

Aos meus pais Isaac e Lili, que, apesar da distância, nunca deixaram de estar ao meu lado e de me apoiarem nos momentos mais difíceis da minha vida.

Aos meus irmãos, Andrea e Dimitry, pelo apoio e incentivo.

Aos meu novos amigos da XTAL Fibras Ópticas.

À CAPES, pelo apoio financeiro.

E, sobretudo, a DEUS, por ter me guiado ao longo desta estrada.

Dedico este trabalho à memória de minha querida
e amada avó, Maria dos Anjos Brandão Palma Lima...
...que nos deixou muitas saudades.

*“ Você que esteve sempre comigo, ao meu lado,
só descansou quando percebeu que eu poderia caminhar sozinho.”*

Sumário

Capítulo 1	Introdução.	1.1
Capítulo 2	Física de Funcionamento do Amplificador Óptico.	
2.1	Dopantes e Co-dopantes.	2.1
2.2	Características Gerais do Érbio.	2.4
2.3	Sistema de Níveis do Érbio.	2.6
2.4	Comprimentos de Onda de Bombeio.	2.8
Capítulo 3	Modelamento Matemático do AFDE.	
3.1	Equações de Taxa para Sistemas Lasers a Fibra Dopada com Érbio.	3.1
3.2	Coefficiente de Ganho do AFDE.	3.6
3.3	Evolução do Sinal e Bombeio ao Longo da Fibra Dopada com Érbio.	3.7
3.4	Emissão Espontânea Amplificada (ASE).	3.9
3.5	Expressões Generalizadas para Equações de Taxa.	3.11
Capítulo 4	Simulações Computacionais de Amplificadores Ópticos.	
4.1	Desempenho de Amplificadores Ópticos com Bombeio Co-propagante.	4.2
4.2	Desempenho de Amplificadores Ópticos com Bombeio Contra-propagante.	4.6
4.3	Desempenho de Amplificadores Ópticos com Bombeio Bidirecional.	4.7
4.4	Comparação entre o Desempenho de Amplificadores Ópticos a Fibra Dopada com Érbio para as Principais Configurações de Bombeio.	4.9
4.5	Algumas Simulações Espectrais.	4.11

Capítulo 5	Montagem e Caracterização do Amplificador Óptico.	
5.1	Especificação dos Componentes Passivos: Acoplador WDM e Isoladores Ópticos.	5.1
5.2	Especificação do Laser de Bombeio.	5.3
5.3	Caracterização da Fibra Dopada com Érbio.	5.7
5.4	Caracterização do Ganho do Amplificador Óptico.	5.14
5.5	Caracterização da Figura de Ruído do Amplificador Óptico.	5.19
5.6	Fator de Mérito do Amplificador Óptico.	5.23
Capítulo 6	Estabilização do Ganho em Amplificadores Ópticos por Controle Automático de Ganho (AGC).	
6.1	Necessidade de Estabilizar-se o Ganho do AFDE.	6.1
6.2	Técnica de CAG Utilizando a Configuração Laser em Anel .	6.3
6.3	Observação Experimental do Comportamento Dinâmico do AFDE.	6.12
6.4	Técnica de CAG Utilizando Grades de Difração em Fibra.	6.15
Capítulo 7	Conclusões e Sugestões para Trabalhos Futuros.	7.1
Referências Bibliográficas.		R.1
Apêndices - Programas em <i>Mathematica for Windows</i> Utilizados nas Simulações de Amplificadores Ópticos do Capítulo 3.		
Apêndice 1	Dados da Fibra Dopada com Érbio.	A.1
Apêndice 2	Programa de Simulação de AFDE's com Bombeio Co-propagante.	A.2
Apêndice 3	Programa de Simulação Espectral de AFDE's.	A.5
Apêndice 4	Tabela Normalizada das Secções Transversais de Emissão e Absorção em Função do Comprimento de Onda.	A.9

Capítulo 1 - Introdução.

A necessidade de amplificar a luz transmitida em uma fibra óptica, vem desde a descoberta de sua potencialidade, como o meio de transmissão mais eficaz e seguro, para elevadas taxas de comunicação a longas distâncias.

Na década de 80, avanços tecnológicos nos processos de fabricação de fibras monomodo, com baixa atenuação, tornaram possível a implantação de entroncamentos ópticos com centenas de quilômetros, interligando as principais capitais e centros urbanos ao redor do mundo.

Porém, a cada intervalo, após 60 a 90 quilômetros, era necessário instalar um repetidor que recuperasse o sinal óptico transmitido. Estes repetidores fazem a conversão do sinal óptico para elétrico; o sinal é processado eletronicamente e, em seguida, é convertido novamente em sinal óptico, dando continuidade ao enlace.

Tais repetidores eletrônicos não conseguem responder a taxas de transmissão muito elevadas, sem introduzir distorções e intermodulação entre os canais (*crosstalk*). Além disso, existe o fator de confiabilidade, que depende, entre outros, do tempo de vida médio dos componentes eletrônicos e de possíveis variações de temperatura do ambiente em que estes se encontram.

Para sanar estas limitações técnicas, cientistas e pesquisadores de várias partes do mundo, buscaram antigos relatos de experimentos que tratavam da amplificação da luz através de dispositivos totalmente ópticos.

Um destes dispositivos, consiste de uma simples fibra monomodo, em que, no processo de fabricação da preforma, são depositadas no núcleo, partículas de alguns elementos químicos especiais. Na tabela periódica de elementos químicos, estes dopantes encontram-se no grupo dos lantanídeos, e são popularmente conhecidos como “terras-raras”. No Capítulo 2, algumas destas terras-raras serão mais bem detalhadas.

Estes elementos, quando associados à sílica ou algum outro material hospedeiro, utilizado na fabricação de fibras ópticas, passam a possuir características espectrais bem particulares, ou seja, quando submetidos a uma radiação óptica (bombeio), são capazes de absorver e emitir fótons em determinados comprimentos de onda.

Em 1985, o grupo de David N. Payne [6] (*Optoelectronics Research Center*), da Universidade de Southampton, no sul da Inglaterra, obteve resultados bastante inovadores. Suas pesquisas resultaram em uma fibra de sílica, dopada com partículas de érbio (Er^{3+}), e que, quando bombeada em determinados comprimentos de onda, poderia emitir fótons na janela espectral de 1550 nm (janela de menor atenuação da fibra de sílica). Um sinal óptico aplicado à fibra, de baixa intensidade e comprimento de onda próximo a 1550 nm, induzia a emissão de fótons pela fibra, em fase com os fótons deste sinal. Desta forma, obteve-se, na saída da fibra dopada, um sinal óptico com acréscimo de fótons, ou seja, amplificado [2]. Desta forma, surgiu o primeiro amplificador fotônico de uso prático e que, em seguida, passaria a ser produzido comercialmente.

Quando nos referimos a amplificador fotônico, significa que a luz é amplificada por um dispositivo totalmente óptico e que, em momento algum, há conversão para sinal elétrico. A Fig. 1.1 mostra um esquema básico deste amplificador óptico [3].

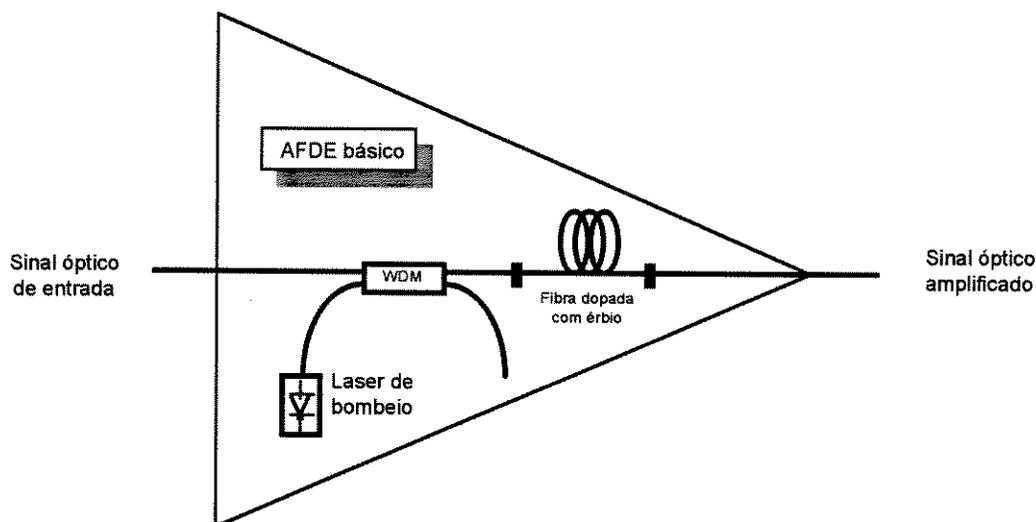


Fig. 1.1 - Esquema básico de um amplificador óptico a fibra dopada com érbio.

Na Fig. 1.1, podemos notar que o sinal a ser amplificado e o do laser de bombeio são combinados por um multiplexador por divisão em comprimento de onda (acoplador WDM). Na prática, o comprimento da fibra dopada, pode variar de 10 a 100 metros, dependendo da concentração de dopantes e, naturalmente, do ganho e figura de ruído desejados.

A radiação contínua do laser de bombeio, excita os elétrons das camadas mais externas dos átomos de érbio a saltarem para um nível de energia mais elevado. O sinal, por sua vez, induz estes elétrons a decaírem de volta ao estado fundamental, fazendo com que emitam fótons, perfeitamente em fase com os fótons do próprio sinal, resultando em sua amplificação.

Entre as diversas vantagens deste dispositivo, em relação aos repetidores eletrônicos, podemos citar as seguintes [2]:

- Baixa intermodulação entre canais (*crosstalk*) ;
- Praticamente insensível à polarização do sinal;
- Praticamente insensível a variações de temperatura;
- Transparente a elevadas taxas de bit e tipos de modulação (digital ou analógica) ;
- Facilita a atualização do sistema (*upgrade*).
- Não insere atrasos significativos de propagação, pois não há, em momento algum, conversão óptica-elétrica-óptica do sinal transmitido.
- Extensa banda passante (~ 35 nm);
- Ganho elevado para pequenos sinais;
- Em regime de saturação, atinge altas potências de saída (~ 15 a 20 dBm);
- Alta eficiência de conversão de potência;
- Baixo custo, quando comparado a repetidores regenerativos.

Atualmente, tornaram-se comuns enlaces ópticos com taxas de transmissão de 2,5 Gbps (SDH - STM 16) e, somente amplificadores com tais características são transparentes a essas taxas elevadas. Do contrário, as taxas de transmissão em sistemas que empregam equipamentos onde é necessário fazer a conversão óptica-elétrica-óptica, ficam “amarradas” aos tempos de resposta dos componentes eletrônicos, inserindo atrasos significativos na propagação do sinal. Caso a taxa de transmissão do sistema necessitasse ser atualizada para 10 Gbps, os AFDE’s não precisariam ser substituídos, o que não ocorreria no caso de repetidores eletrônicos, o que iria encarecer a atualização do sistema.

A Fig. 1.2 apresenta as três principais configurações de montagem dos amplificadores ópticos a fibra dopada. Geralmente, na prática, são também empregados um isolador óptico na entrada e outro na saída do amplificador, devido à

necessidade de isolar os diversos estágios do enlace, impedindo que reflexões ópticas interfiram no desempenho do dispositivo.

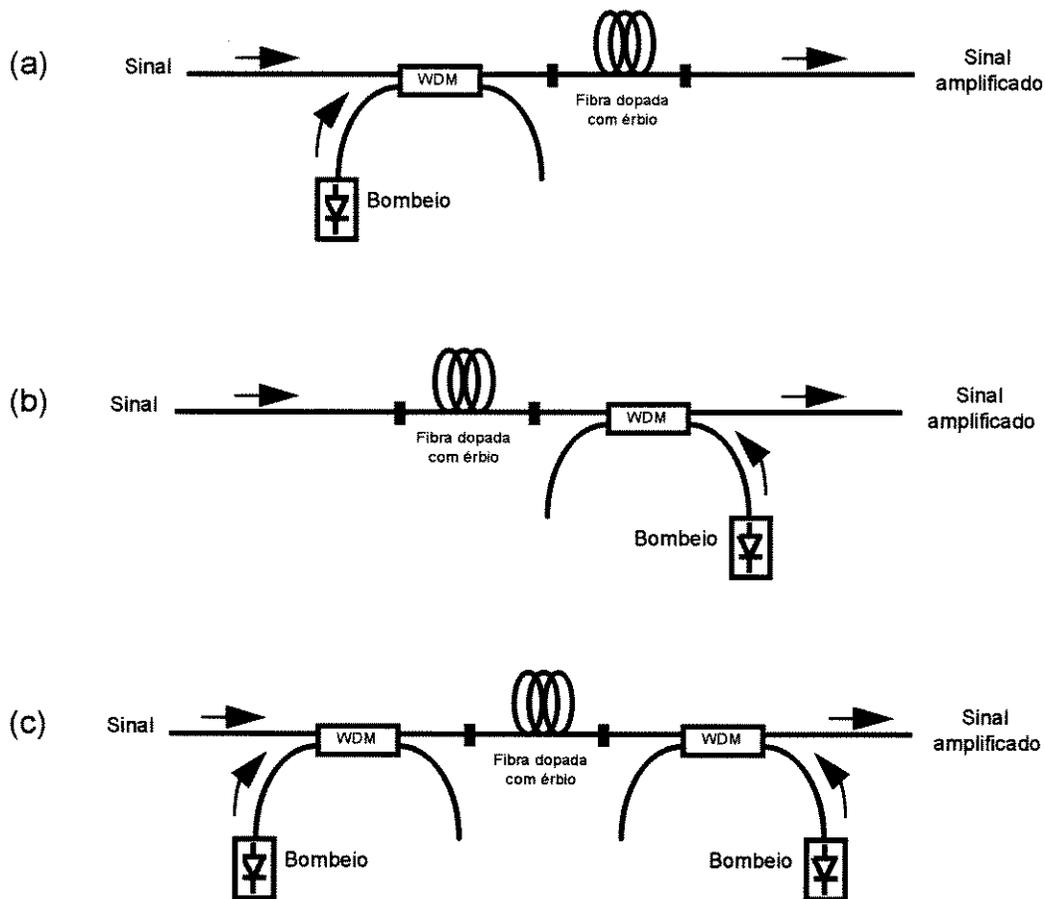


Fig. 1.2 - (a) AFDE utilizando bombeamento co-propagante ao sinal; (b) AFDE utilizando bombeamento contra-propagante ao sinal e, (c) AFDE utilizando bombeamento bi-direcional.

Cada configuração possui características particulares e, portanto, são utilizadas em diferentes pontos do enlace. Como exemplo, os amplificadores com bombeamento contra-propagante, possuem ganho e figura de ruído mais elevados e, em geral, são utilizados como amplificadores de potência (*booster*), logo após o transmissor. Os amplificadores com bombeamento co-propagante, possuem ganho e figura de ruído menores, sendo adequados para se construir pré-amplificadores; e são utilizados no final do enlace, pouco antes do receptor. Já os amplificadores com bombeamento bi-direcional, possuem um compromisso intermediário entre ganho e figura de ruído. Conseqüentemente, estes são adequados para amplificadores de linha, ou seja, nos

pontos intermediários do enlace. No Capítulo 4 deste trabalho, serão apresentados alguns resultados de simulações de desempenho das diferentes configurações de bombeio.

O comprimento de onda dos lasers de bombeio também influenciam na otimização destes dispositivos. Características, tais como ganho e figura de ruído, também dependem do comprimento de onda empregado, e serão melhor discutidas no Capítulo 2. Portanto, um enlace óptico, com algumas centenas de quilômetros de extensão, pode ter uma configuração como a apresentada na Fig. 1.3:

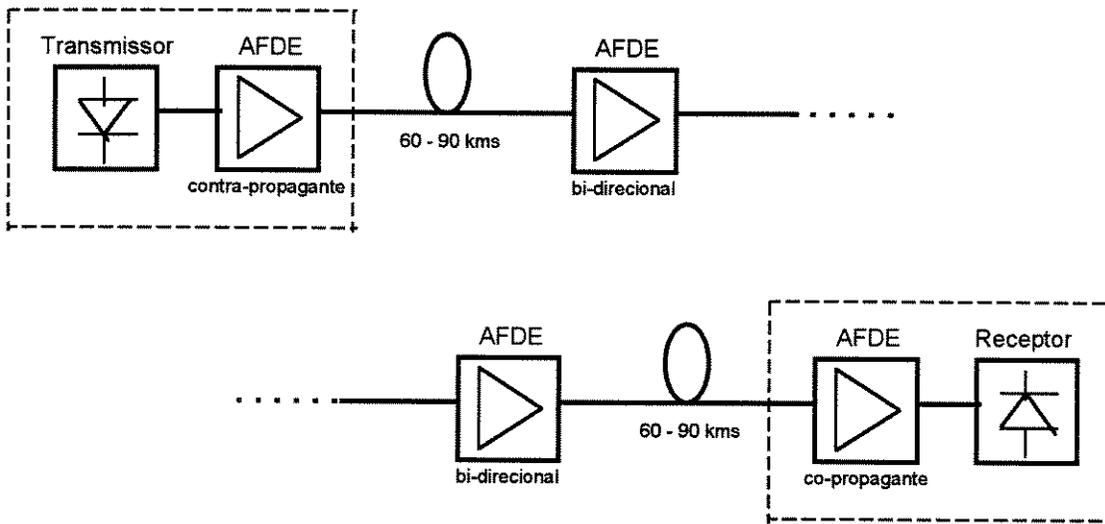


Fig. 1.3 - Configuração de um enlace óptico de longa distância, utilizando as diferentes configurações de AFDE.

As fibras de sílica convencionais, utilizadas em telecomunicações, possuem, na janela espectral de $1,5 \mu\text{m}$, uma banda passante em torno de 25 THz. Nesta imensa janela espectral, podemos alocar até 2,5 bilhões de canais de voz ou 10 milhões de canais de vídeo [13].

Entre as principais vantagens do AFDE, citadas anteriormente, devemos destacar a extensa banda passante, que é da ordem de 4,2 THz, ou 35 nm. Para melhor aproveitar esta disponibilidade de espectro óptico, utiliza-se a técnica de multiplexação em comprimento de onda (WDM) para alocar diversos canais ópticos nesta banda passante. Dentro desta faixa de 35 nm, podemos posicionar até 42 canais WDM, com uma separação mínima de 0,8 nm e, modulados a uma taxa de até 10 Gbps. Isso

totaliza uma taxa agregada de 420 Gbps, que pode trafegar por uma única fibra óptica [13].

A princípio, para repetidores eletrônicos, seria necessário um estágio (ou um circuito) independente para cada comprimento de onda que trafega pela fibra. Isso traria ao sistema, um custo final muito elevado. Percebe-se, então, a grande revolução que os amplificadores a fibra dopada trouxeram às comunicações ópticas. A Fig. 1.4 ilustra um enlace óptico, utilizando AFDE's, e que transporta canais multiplexados em comprimento de onda.

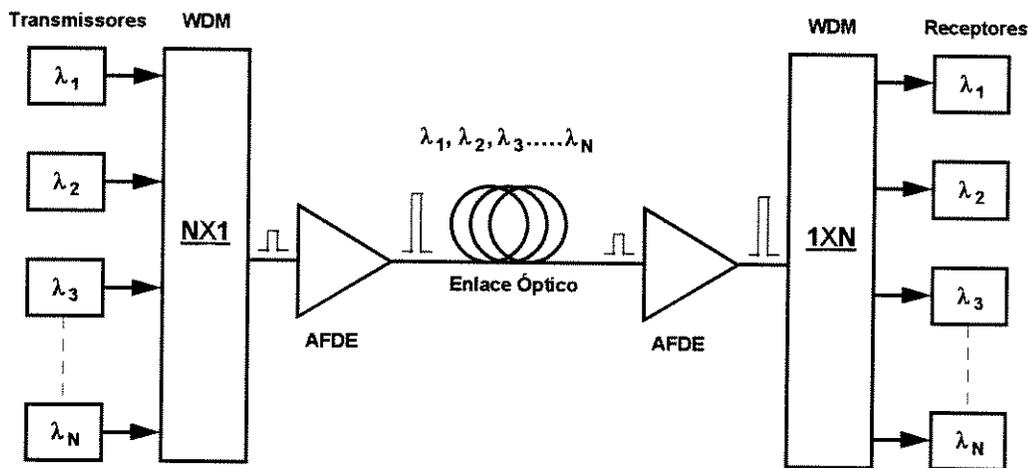


Fig. 1.4 - Enlace óptico, utilizando amplificadores a fibra dopada com érbio (AFDE), transportando diversos canais multiplexados em comprimento de onda (WDM).

Outra importante aplicação dos amplificadores ópticos a fibra dopada, é na distribuição óptica de sinal de TV a cabo. A potência óptica, disponível no transmissor, determina o número máximo de assinantes que podem ser atendidos [1]. O emprego de AFDE's na rede óptica de distribuição, aumenta consideravelmente os pontos de derivação do sinal e, conseqüentemente, o número de assinantes atendidos. A Fig. 1.5 ilustra esta aplicação [1].

Atualmente, existem vários fabricantes de amplificadores ópticos a fibra dopada com érbio. Dependendo da aplicação, muitos são os modelos e graus de sofisticação. A Fig. 1.6 ilustra o diagrama em blocos de um AFDE, com bombeamento bidirecional, totalmente monitorado e com isoladores ópticos na entrada e saída. O fabricante fornece no manual, todas as características espectrais do amplificador [10]. Percebemos, então, que outra grande vantagem deste tipo de amplificador é a

eletrônica simples e de baixa velocidade utilizada, sendo este um dos principais fatores que reduzem o custo final do equipamento.

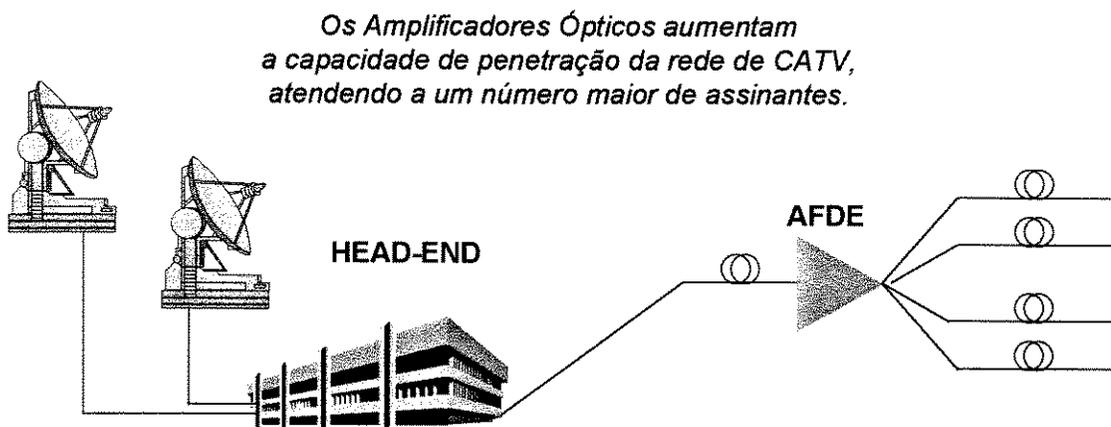


Fig. 1.5 - Rede óptica de distribuição de TV a cabo, utilizando um AFDE para compensar as perdas de divisão do sinal.

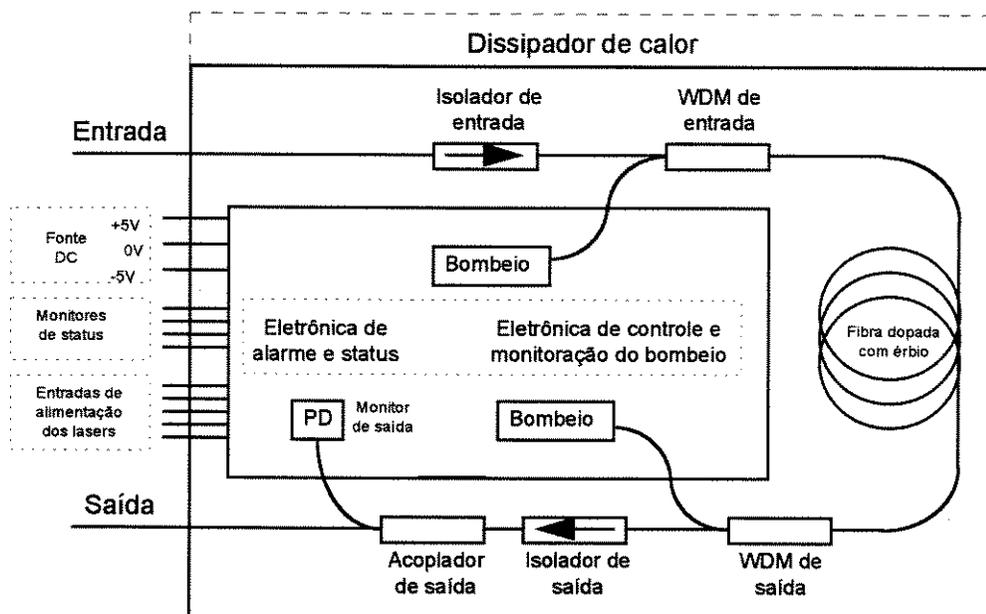


Fig. 1.6 - Diagrama em blocos de um AFDE comercial, utilizando bombeamento bi-direcional e isoladores ópticos na entrada e saída.

O principal objetivo deste Trabalho é estudar o funcionamento deste dispositivo, que veio para revolucionar as comunicações ópticas, na janela de 1550 nm.

No Capítulo 2, serão abordados alguns conceitos físicos, tais como níveis de energia do érbio, e que estão diretamente relacionados ao mecanismo de amplificação da luz no interior da fibra dopada. Também serão mencionados os principais comprimentos de onda de bombeio, além dos mecanismos de perdas, como a absorção do estado excitado (ESA).

No Capítulo 3, o mecanismo de amplificação no dispositivo será abordado matematicamente, utilizando o sistema de coordenadas cilíndricas, para modelar o guia de onda óptico.

No Capítulo 4, serão apresentadas algumas simulações computacionais, visando explorar a influência de algumas variáveis, tais como o comprimento da fibra dopada com érbio. Nas simulações serão analisadas as três principais configurações de bombeio e os resultados serão apresentados em um mesmo gráfico, para que possam ser comparados.

No Capítulo 5, será apresentado o esquema de um AFDE que montamos em laboratório, com bombeio simples, co-propagante ao sinal, e em 980 nm. Diversas caracterizações, como curvas de saída em função da entrada, e comportamento espectral, serão apresentadas.

No Capítulo 6, serão implementadas técnicas de controle automático de ganho, utilizando componentes ópticos totalmente passivos. Diversas caracterizações serão também apresentadas e os resultados comparados aos do Capítulo 5.

No Capítulo 7, concluímos este Trabalho, deixando sugestões para futuras pesquisas, que darão seqüência a este estudo.

Capítulo 2 - Física de Funcionamento do Amplificador Óptico.

2.1 - Dopantes e Co-dopantes.

Quando tratamos de amplificadores ópticos a fibra dopada (AFD), como o próprio nome sugere, implica-se na utilização de elementos de terras-raras na composição do núcleo da fibra óptica empregada [1]. A esta fibra nos referimos como sendo o meio “hospedeiro” e, aos elementos de terras-raras, como sendo o “dopante”.

Na tabela periódica de elementos químicos, as terras raras estão agrupadas de forma a compor o grupo dos lantanídeos e encontram-se na penúltima linha de cima para baixo [3].

A Fig. 2.1 ilustra a posição dos quinze lantanídeos com os seus respectivos números atômicos e configurações eletrônicas [2]. Dentre estes, os mais usuais, em dopagem de fibras ópticas empregadas em telecomunicações, são o érbio (Er), o neodímio (Nd) e o prasiodímio (Pr). Entretanto, têm-se utilizado o túlio (Tm) e o itérbio (Yb) como co-dopantes, com o propósito de se otimizar os amplificadores ópticos, obtendo-se maiores potências de saída [1].

Os elementos de terras-raras são os responsáveis por tornar o núcleo da fibra óptica o meio ativo onde ocorrerá a amplificação do sinal óptico. Cada elemento químico possui propriedades ópticas distintas, o que faz com que se apliquem às diferentes faixas de frequência no espectro óptico. Podemos citar, como principais exemplos, o neodímio e o prasiodímio, utilizados na segunda janela óptica (1310 nm), e o érbio na terceira janela óptica (1550 nm). Vale ressaltar que em ambos esses casos encontram-se muitas aplicações, pois a janela óptica em torno de 1310 nm é a faixa de frequências que apresenta a menor dispersão e é também nesta faixa que estão a maioria dos equipamentos de telecomunicações instalados no mundo [2]. Já na janela óptica em torno de 1550 nm encontra-se a faixa de menor atenuação da fibra, que faz com que os sistemas de longa distância tendam a migrar-se gradativamente para esta janela óptica.

Lantânio	^{57}La	$[\text{Xe}] (6s^2 5d)$
Cério	^{58}Ce	$[\text{Xe}] (6s^2 4f 5d)$
Prasíodímio	^{59}Pr	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^3)$
Neodímio	^{60}Nd	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^4)$
Promécio	^{61}Pm	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^6)$
Samário	^{62}Sm	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^6)$
Európio	^{63}Eu	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^7)$
Gadólímio	^{64}Gd	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^7 5d)$
Térbio	^{65}Tb	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^9)$
Disprósio	^{66}Dy	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^{10})$
Hólmio	^{67}Ho	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^{11})$
Érbio	^{68}Er	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^{12})$
Túlio	^{69}Tm	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^{13})$
Itérbio	^{70}Yb	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^{14})$
Lutécio	^{71}Lu	$[\text{Xe}] (6s^2 4f^{14} 5d)$

Fig. 2.1 - Terras-raras, com indicação do número atômico e configuração eletrônica.

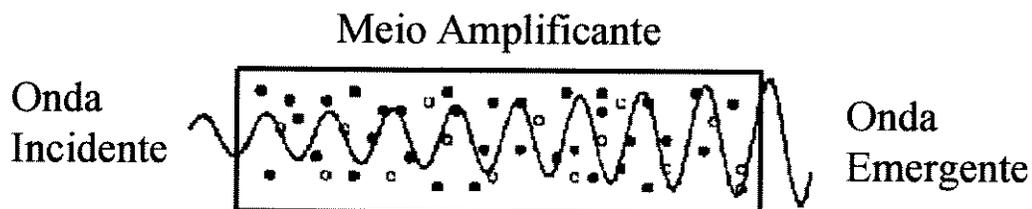


Fig. 2.2 - Amplificação do sinal óptico no interior da fibra dopada.

Os elementos de terra-rara localizados no núcleo da fibra, quando submetidos a um fóton de energia $E = h \cdot \nu$ (onde $h = 6,625 \times 10^{-34} [J.s]$ é a Constante de Plank e $\nu = c/\lambda$ é a frequência do sinal óptico), faz com que os elétrons da camada mais externa sejam induzidos para saltarem de um estado fundamental para um nível quântico de energia superior. Em seguida, estes mesmos elétrons tendem a sofrer um retorno ao estado fundamental liberando pacotes de energia na forma de luz (fótons). Estes fótons possuem o seu comprimento de onda relacionado ao tipo de dopante utilizado e, também, com o comprimento de onda do sinal óptico aplicado, como vimos na equação de energia acima.

Estes fótons podem ser liberados de maneira espontânea, sem nenhum vínculo de fase com o sinal óptico aplicado, e, também, podem ser emitidos de maneira estimulada, ou seja, o sinal óptico aplicado ao núcleo da fibra induz o decaimento de elétrons do nível excitado para o nível fundamental, fazendo com que os fótons liberados sejam emitidos em fase com o sinal óptico. Este último mecanismo resulta numa amplificação do sinal óptico aplicado ao núcleo da fibra, gerando um “ganho óptico”. Tal fenômeno está ilustrado na Fig. 2.2 [3].

A Fig. 2.3 mostra os diversos níveis de energia dos dopantes mais utilizados [2]. Nesta figura também podemos notar alguns comprimentos de onda envolvidos e tempos de decaimento (τ) dos elétrons do nível excitado para o nível fundamental.

Ao contrário do que o nome sugere (terras-raras), estes elementos químicos já podem ser reproduzidos em laboratório [1] e, portanto, não são tão escassos assim.

Neste trabalho daremos especial atenção ao érbio (Er), pois os amplificadores ópticos, aqui tratados, serão utilizados na faixa de 1550 nm.

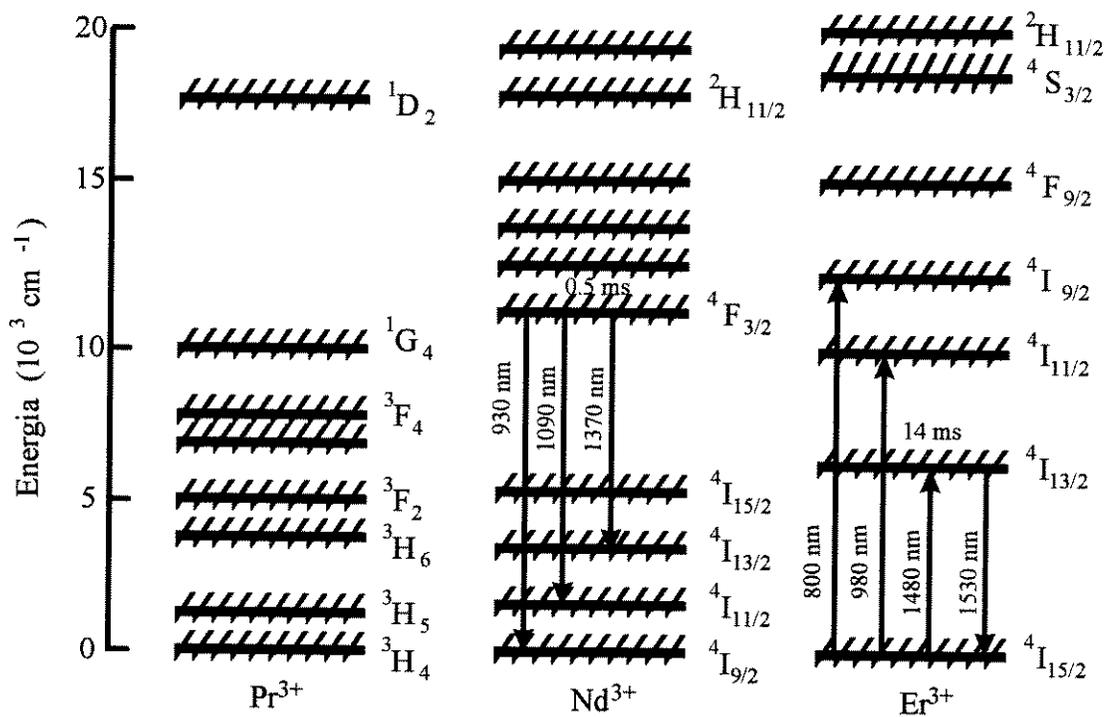


Fig. 2.3 - Diagramas de energia para o érbio, neodímio e prasiodímio.

2.2 - Características Gerais do Érbio.

Nesta seção apresentaremos as curvas do espectro de emissão e de absorção, para o caso de uma fibra óptica dopada com érbio [1].

Na Fig. 2.4 podemos notar a influência dos co-dopantes, como fósforo (P), alumínio (Al) e germânio (Ge), no alargamento do espectro de emissão da fibra. Vale ressaltar, também, que a composição do material hospedeiro também influenciará no espectro de emissão [1]. Como exemplo, podemos citar as fibras de fluoreto que, em algumas aplicações, possuem melhor desempenho que as fibras de sílica.

O alargamento espectral devido aos co-dopantes é bastante conveniente quando se deseja trabalhar com vários canais multiplexados em comprimento de onda (WDM). No caso de transmissão de sinais a longa distância empregando apenas uma portadora óptica, o comprimento de onda do sinal é escolhido de forma a coincidir com o pico da curva de emissão, que está situado em torno de 1535 nm.

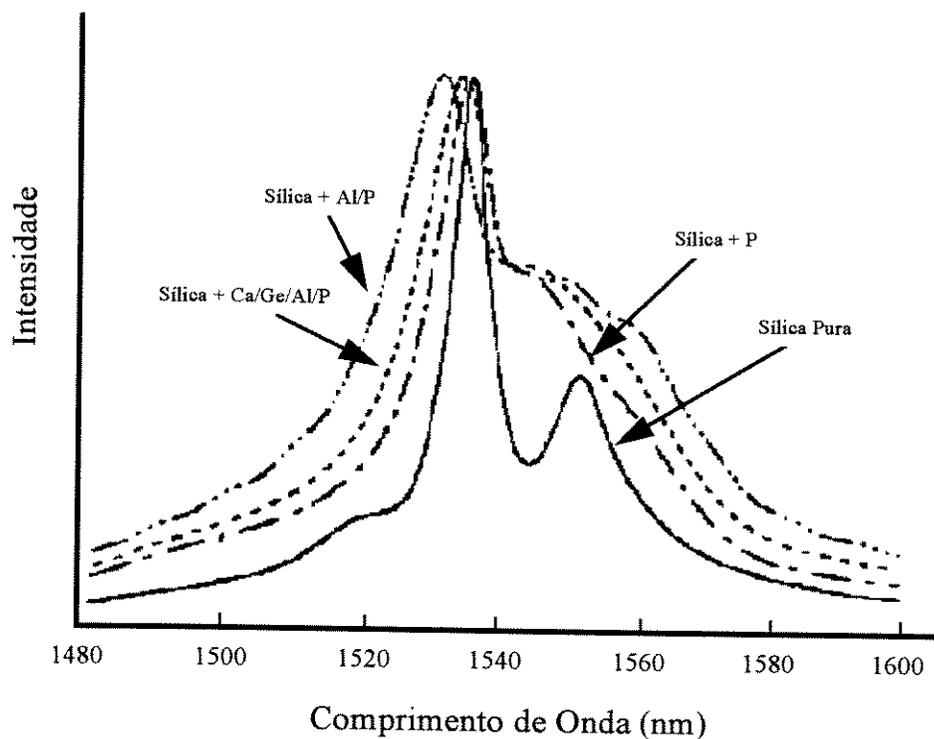


Fig. 2.4 - Espectro de emissão para fibras de sílica dopadas com érbio.

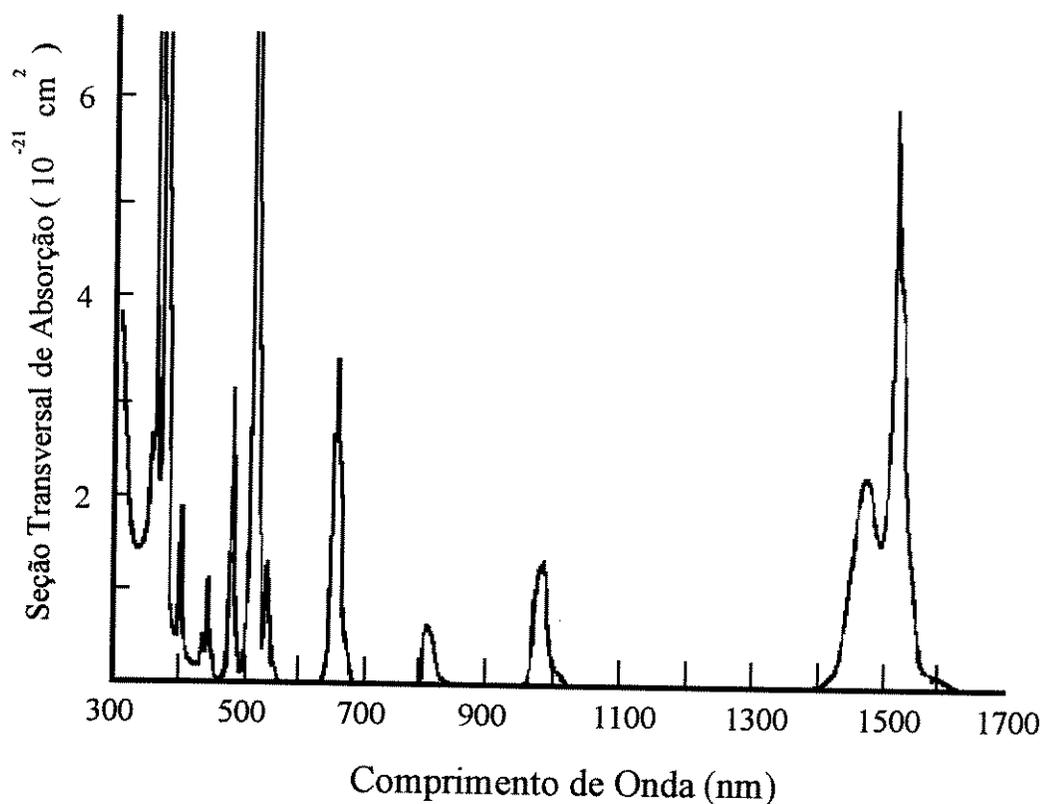


Fig. 2.5 - Espectro de absorção para fibras de sílica dopadas com érbio.

Nota-se, também, pelas curvas da Fig. 2.4, que este comprimento de onda de pico sofre leves desvios, de acordo com a dopagem utilizada. Para o espectro de absorção, apresentado na Fig. 2.5, notamos a presença de picos distintos da seção transversal de absorção, nos quais a fibra responde a uma excitação de bombeio.

Na prática, os comprimentos de onda mais utilizados para se bombear uma fibra dopada com érbio, são os de 980 nm e 1480 nm. A escolha de qual comprimento de onda de bombeio será empregado, dependerá da aplicação visada e será discutida posteriormente.

Lembramos, também, que o espectro de absorção apresentado na Fig. 2.5 não sofre influência alguma dos co-dopantes e depende somente das características espectrais do dopante utilizado [1].

2.3 - Sistemas de Níveis do Érbio.

Para melhor compreendermos as características espectrais do érbio, é necessário que se faça uma análise detalhada de seu diagrama de níveis de energia. Como foi visto anteriormente na Fig. 2.3, o érbio possui sete níveis relevantes de energia. Cada um destes níveis é responsável por transições específicas, emitindo e/ou absorvendo fótons em comprimentos de onda (λ) distintos [4]. No diagrama de energia também costuma-se indicar os tempos de decaimento (τ) dos elétrons dos níveis superiores. A Fig. 2.6 apresenta detalhes do diagrama de níveis do érbio e os comprimentos de onda envolvidos, bem como as transições radiativas e não-radiativas [1].

Notamos também, na Fig. 2.6, que as transições não-radiativas só ocorrem entre níveis adjacentes e representam uma perda de energia em forma de vibrações mecânicas da rede cristalina da sílica. A essas vibrações mecânicas quantizadas damos o nome de “fônons”.

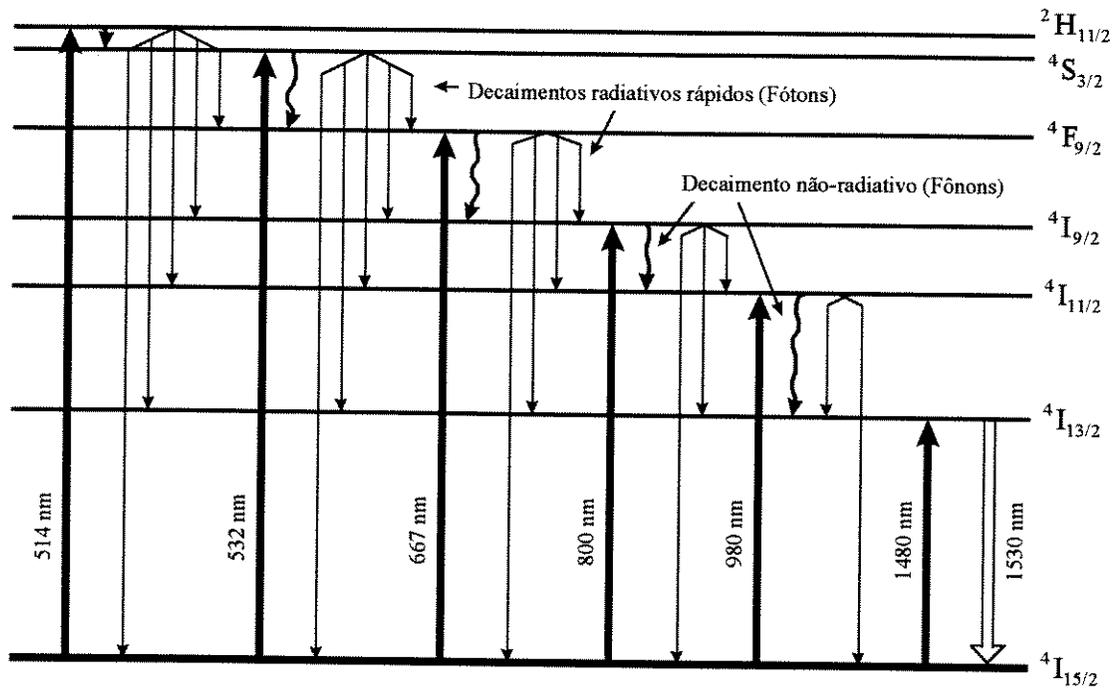


Fig. 2.6 - Diagrama de níveis de energia do érbio em fibras de sílica, mostrando as bandas de absorção e as transições radiativas e não-radiativas.

A mais importante transição que ocorre no érbio é a do nível $4I_{13/2}$ para o nível $4I_{15/2}$, que é quase totalmente radiativa e que emite fótons na faixa da terceira janela óptica (1550 nm). Esta transição possui um tempo de vida de fluorescência (ou tempo τ de decaimento exponencial) da ordem de 10 ms. Este longo tempo de fluorescência vem a ser bastante conveniente quando se deseja trabalhar com transmissão de sinais digitais em elevada taxa, o que ocorre freqüentemente na prática. Esta é uma das principais características que torna o érbio bastante atraente como dopante de fibras em amplificadores ópticos.

O sistema de níveis do érbio pode ser simplificado, para tratamento analítico, em um sistema aproximado de 3 níveis ou, até mesmo, de 2 níveis. O objetivo desta simplificação é facilitar a descrição dos modelos matemáticos de ganho do amplificador a fibra dopada [5]. A Fig. 2.7 ilustra estas simplificações.

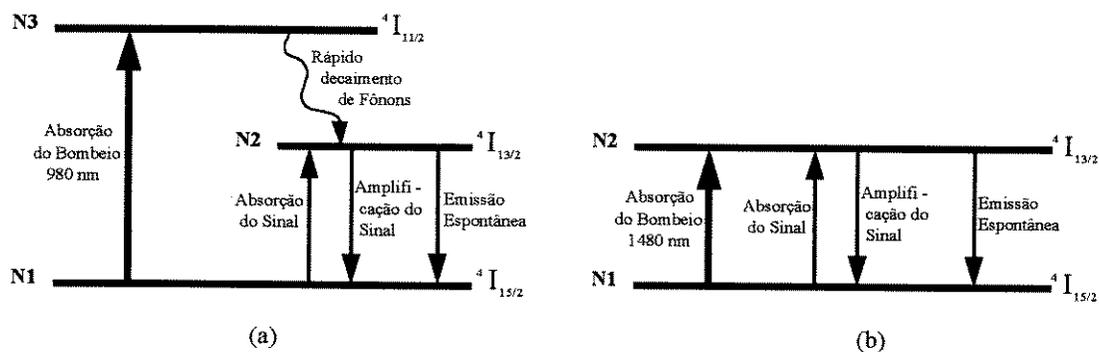


Fig. 2.7 - (a) Sistema laser com 3 níveis de energia; (b) Sistema laser com 2 níveis de energia.

A escolha de qual sistema será adotado depende, principalmente, do comprimento de onda de bombeio que está sendo utilizado. Notar que os sistemas de energia representados na Fig. 2.7 são simplificações diretas do sistema representado na Fig. 2.6.

No sistema aproximado de 3 níveis, os átomos de érbio são excitados por um laser de bombeio de 980 nm. Estes átomos são excitados a saltarem do nível de repouso N1 (ou $^4I_{15/2}$) para o nível de bombeio N3 (ou $^4I_{11/2}$) e, rapidamente, decaem para o nível metaestável N2 (ou $^4I_{13/2}$) que é caracterizado pelo longo tempo de fluorescência, da ordem de 10 ms.

No sistema aproximado de 2 níveis, os átomos são excitados por um laser de bombeio de 1480 nm. Neste caso, N2 será o nível de bombeio e o nível metaestável ao mesmo tempo.

2.4 - Comprimentos de Onda de Bombeio.

A primeira consideração a ser feita na escolha do comprimento de onda de bombeio a ser utilizado relaciona-se ao tipo de transição de níveis de energia desejada, seguido da eficiência de conversão quântica de bombeio e da disponibilidade de fontes semicondutoras.

A eficiência de conversão quântica de bombeio é definida como sendo a relação entre o número de fótons adicionados ao sinal, pelo número de fótons de bombeio acoplado ao núcleo da fibra [9]. Esta relação é sempre menor que a unidade.

Atualmente, o processo de fabricação de dispositivos lasers semicondutores evoluiu de tal maneira que já se tornaram de fácil disponibilidade lasers nos diversos comprimentos de onda e com razoável potência de saída, permitindo que sejam utilizados como fontes de bombeio para os amplificadores ópticos.

Na Fig. 2.6, da seção anterior, podemos identificar os vários comprimentos de onda que podem ser utilizados como bombeio da fibra de sílica dopada com érbio. Tais comprimentos de onda são representados pelas setas em negrito e que estão apontadas para cima.

A determinação de tais comprimentos de onda tem origem no processo de espectroscopia do material utilizado. Nota-se que os comprimentos de onda de bombeio, representados na Fig. 2.6, coincidem com os picos de seção transversal de absorção da Fig. 2.5 e que, no caso apresentado, só vale para fibras de sílica. Para fibras de outros materiais, como fluoreto, teríamos outro resultado e, conseqüentemente, outros comprimentos de onda de bombeio [1].

Vários trabalhos de investigação já foram feitos no sentido de descobrir qual comprimento de onda de bombeio é mais eficiente para obter-se o maior ganho possível com cada vez menor potência de bombeio. Na Referência [6] os autores concluem que os comprimentos de onda que possuem maior eficiência de conversão quântica são os de 532 nm e 980 nm pois, nestes comprimentos de onda, a absorção do estado excitado é praticamente nula.

A absorção do estado excitado (*Excited State Absorption* = ESA) é um processo no qual os átomos já no estado metaestável são re-excitados e saltam para um nível de energia ainda maior, fazendo com que ocorra um despovoamento deste nível. Isso resulta numa perda de eficiência de conversão dos fótons de bombeio em fótons de sinal (conversão quântica de bombeio).

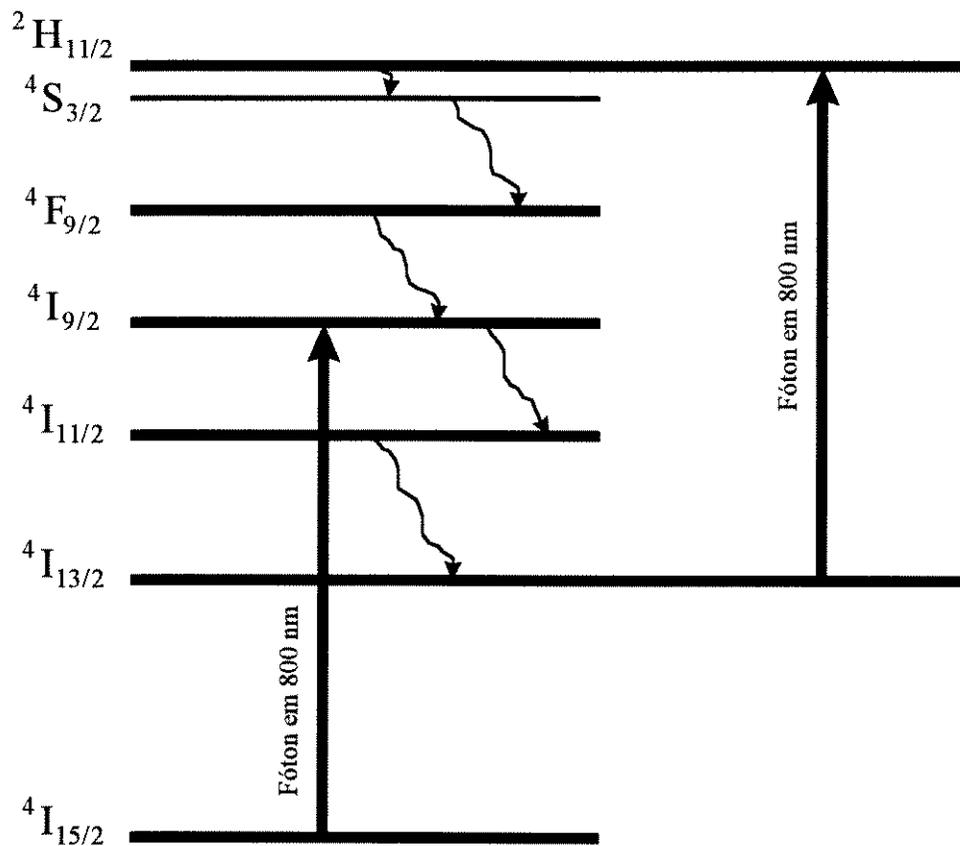


Fig. 2.8 - Absorção do estado excitado (ESA) em 800 nm.

Um dos comprimentos de onda de bombeio onde a presença da ESA é bastante significativa é o de 800 nm. A Fig. 2.8 ilustra o processo de absorção do estado excitado. Neste comprimento de onda, para se obter ganho de sinal comparável ao do amplificador que utiliza bombeio em 980 nm, é necessário que se aplique uma potência de bombeio mais elevada.

Na prática, os comprimentos de onda que apresentam melhores desempenhos e que ao mesmo tempo permitem a fabricação de lasers semicondutores a um custo não muito elevado, são os de 980 nm e 1480 nm. O bombeio em 532 nm, apesar da excelente eficiência, não atende ao critério de alta disponibilidade comercial de lasers semicondutores. A Fig. 2.9 apresenta os resultados de um modelo teórico para a mínima potência de bombeio necessária para se alcançar um específico ganho, para pequenos sinais [1]. Para amplificadores de potência (*boosters*), a Fig. 2.10 ilustra outros resultados [1].

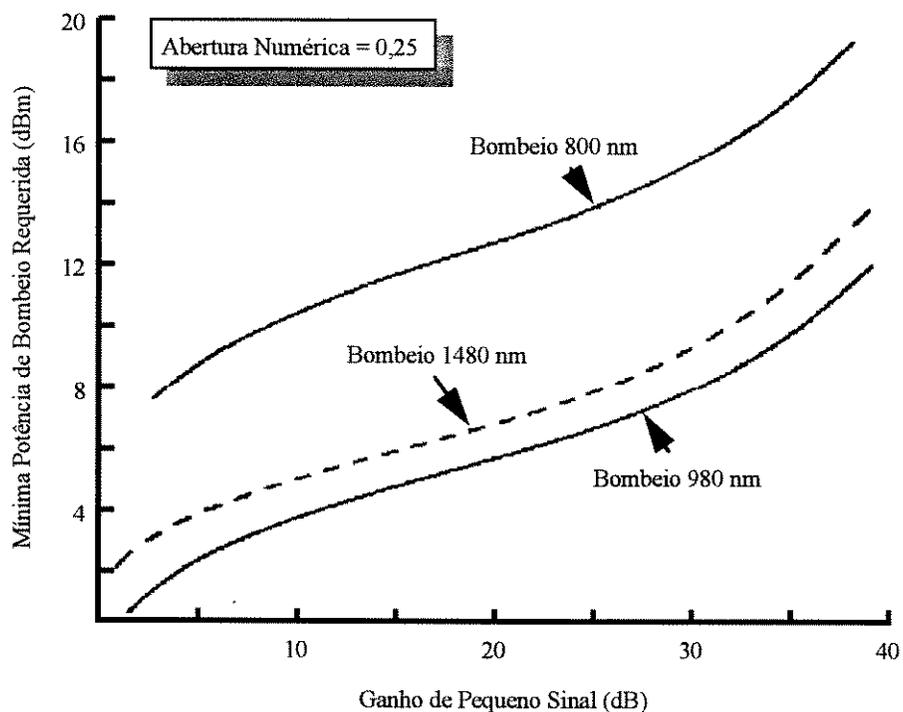


Fig. 2.9 - Mínima potência de bombeio necessária para se alcançar um específico ganho de pequeno sinal, para 800, 980 e 1480 nm.

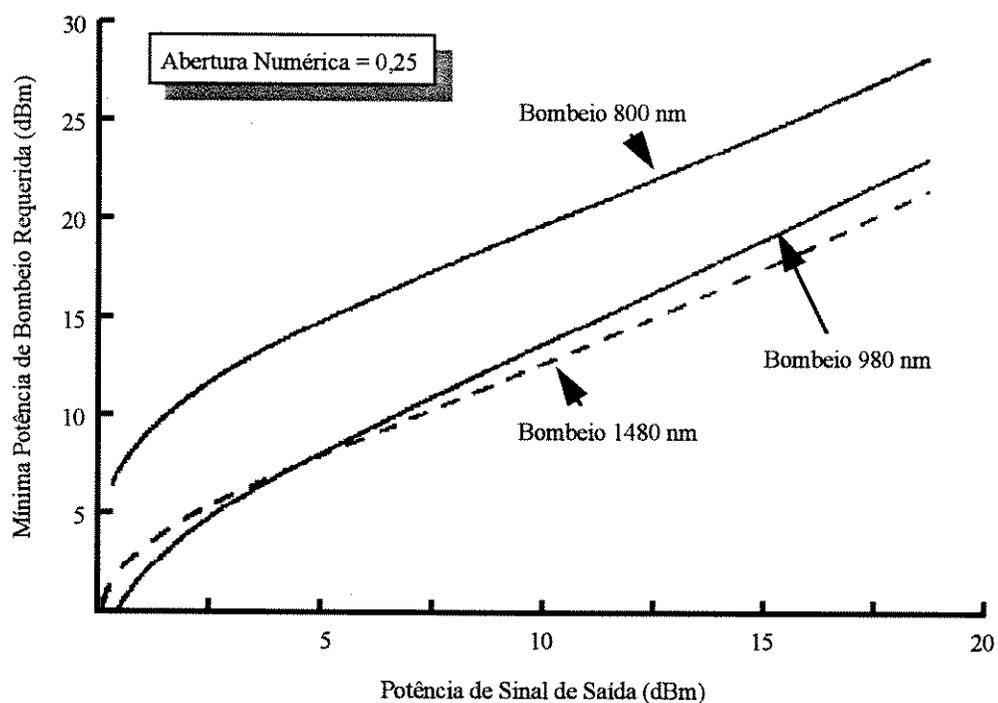


Fig. 2.10 - Mínima potência de bombeio necessária para se alcançar uma específica potência de saída de sinal, para 800, 980 e 1480 nm.

Pelos resultados apresentados na Fig. 2.9, percebe-se que quando se deseja implementar um AFDE para trabalhar com pequenos sinais (pré-amplificador), é mais vantagem utilizar o bombeio em 980 nm. Para amplificadores de potência (*boosters*), a Fig. 2.10 ilustra os resultados obtidos nos diferentes comprimentos de onda. Percebe-se, neste caso, a maior eficiência do bombeio em 1480 nm.

Quando se deseja associar dois estágios de amplificação, onde o primeiro estágio é o pré-amplificador e o segundo é o *booster*, deve-se, neste caso, utilizar bombeios de 980 nm e 1480 nm, respectivamente. A observação destas particularidades na escolha do comprimento de onda de bombeio é fundamental na otimização dos amplificadores ópticos. Já se encontram disponíveis comercialmente equipamentos que utilizam esta técnica [7]. A Fig. 2.11 ilustra essa associação de amplificadores.

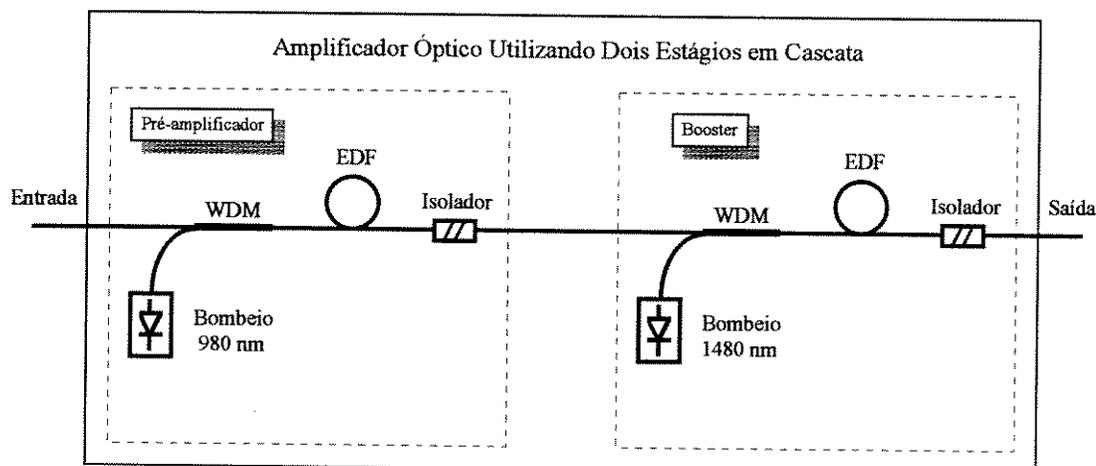


Fig. 2.11 - Associação de amplificadores ópticos, onde o primeiro estágio utiliza bombeio em 980 nm e o segundo em 1480 nm.

Esta configuração é ideal para ser utilizada como repetidores em entroncamentos ópticos de grandes distâncias. Vale ressaltar que o primeiro estágio de amplificação deve respeitar os requisitos de baixa figura de ruído e que, na prática, está em torno de 3 a 3,5 dB [1].

Capítulo 3 - Modelamento Matemático do AFDE.

3.1 - Equações de Taxa para Sistemas Lasers a Fibra Dopada com Érbio.

A descrição matemática dos amplificadores ópticos a fibra dopada com érbio parte geralmente do sistema laser simplificado com três níveis de energia e, posteriormente, é reduzido para o sistema de dois níveis [4]. Neste capítulo será dada ênfase aos conceitos de população atômica destes níveis de energia e, também, às taxas de emissão e absorção destes átomos.

Inicialmente, admitimos que os amplificadores ópticos a fibra dopada com érbio possuem um sistema de três níveis de energia. Estes níveis são classificados como “nível fundamental”, “nível metaestável” e “nível de bombeio” e que possuem as populações atômicas N_1 , N_2 e N_3 , respectivamente. Considerando a população de átomos de érbio no núcleo da fibra como sendo ρ (em m^{-3}), temos que:

$$\rho = N_1 + N_2 + N_3 \quad (3.1)$$

A Fig. 3.1 ilustra um sistema laser de três níveis com as respectivas populações e taxas atômicas, que será a base da análise matemática feita nesta secção.

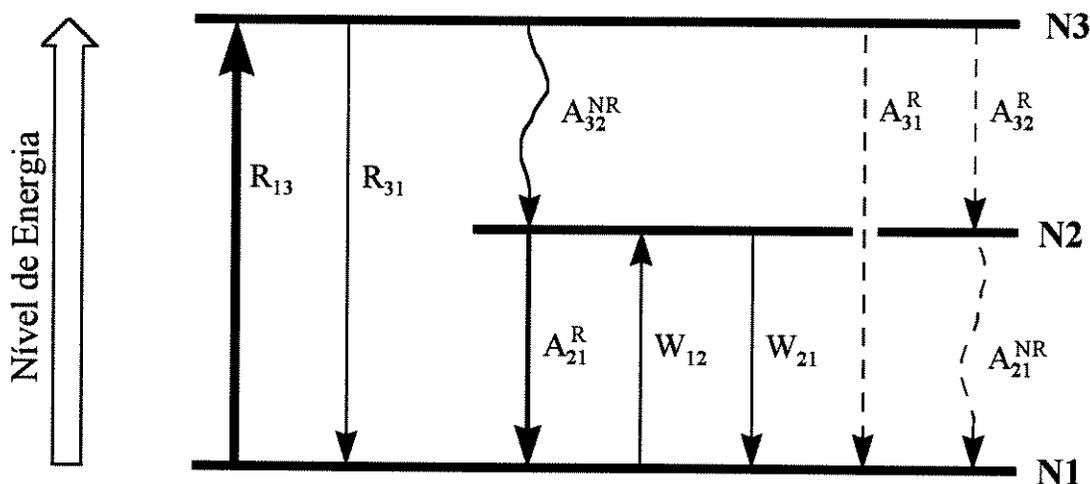


Fig. 3.1 - Sistema laser de três níveis e suas respectivas taxas atômicas.

Os parâmetros apresentados na Fig. 3.1 significam:

R - taxa de bombeio.

W - taxa de emissão e absorção estimuladas.

A - taxa de emissão espontânea.

^{NR} - emissão não-radiativa.

^R - emissão radiativa.

Na situação da Fig. 3.1, temos as seguintes relações:

$$A_3^R = A_{32}^R + A_{31}^R \quad \text{e} \quad A_3^{NR} = A_{32}^{NR} \quad (3.2)$$

Além disso, será considerada que a emissão predominante no nível 3 é não-radiativa ($A_3^R \approx 0$), tal que:

$$A_3^{NR} \gg A_3^R \quad (3.3)$$

e que, portanto, $A_{32} \cong A_{32}^{NR}$ (A_{31}^R desprezível).

As taxas de absorção e emissão estimuladas entre os níveis 1 e 2 são dadas por W_{12} e W_{21} , respectivamente. A taxa de emissão espontânea do nível 2 vale:

$$A_2 = A_{21}^R + A_{21}^{NR} \quad (3.4)$$

Como as emissões do nível 2 são predominantemente radiativas, o termo A_{21}^{NR} , de (3.4), também pode ser desprezado. Logo:

$$A_{21}^R \gg A_{21}^{NR} \quad (3.5)$$

tal que $A_2 \cong A_{21}^R = A_{21}$.

Sabemos que $\rho = N_1 + N_2 + N_3$ é a densidade total de dopantes no núcleo da fibra. Portanto, as equações de taxa de bombeio, referentes aos três níveis de energia, são:

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13} \cdot N_1 + R_{31} \cdot N_3 + A_{21} \cdot N_2 + W_{21} \cdot N_2 - W_{12} \cdot N_1 \quad (3.6)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = A_{32} \cdot N_3 - A_{21} \cdot N_2 + W_{12} \cdot N_1 - W_{21} \cdot N_2 \quad (3.7)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13} \cdot N_1 - R_{31} \cdot N_3 - A_{32} \cdot N_3 \quad (3.8)$$

Supondo a densidade média das populações dos três níveis de energia invariantes ao longo do tempo (situação estacionária), podemos considerar que:

$$\frac{dN_i}{dt} \cong 0 \text{ para } i = 1, 2, 3 \quad (3.9)$$

Substituindo $dN_i/dt=0$ nas Eqs. (3.6), (3.7) e (3.8), teremos:

$$-N_1 \cdot (R_{13} + W_{12}) + N_2 \cdot (A_{21} + W_{21}) + N_3 \cdot R_{31} = 0 \quad (3.10)$$

$$N_1 \cdot W_{12} - N_2 \cdot (A_{21} + W_{21}) + N_3 \cdot A_{32} = 0 \quad (3.11)$$

$$N_1 \cdot R_{13} - N_3 \cdot (A_{32} + R_{31}) = 0 \quad (3.12)$$

e que caracteriza um sistema de três equações e três incógnitas (N_1 , N_2 , N_3), o qual pode ser simplificado para um sistema de duas equações e duas incógnitas (N_1 , N_2).

Utilizando as Eqs. (3.11) e (3.12) e fazendo:

$$N_3 = \rho - N_1 - N_2 \quad \text{e} \quad A_{21} = I / \tau_{21} \quad (3.13)$$

onde τ_{21} é o tempo de vida de fluorescência do estado metaestável, teremos:

$$N_1 \cdot W_{12} - N_2 \cdot (I / \tau_{21} + W_{21}) + A_{32} \cdot (\rho - N_1 - N_2) = 0 \quad (3.14)$$

$$N_1 \cdot R_{13} - (\rho - N_1 - N_2) \cdot (A_{32} + R_{31}) = 0 \quad (3.15)$$

As expressões (3.14) e (3.15) formam o nosso sistema de duas equações e duas incógnitas. Após uma série de manipulações algébricas [4] das Eqs. (3.14) e (3.15), obtemos :

$$N_1 = \rho \cdot \frac{(I + W_{21} \cdot \tau_{21}) \cdot \left(I + \frac{R_{13}}{A_{32}} \right)}{(I + W_{21} \cdot \tau_{21}) \cdot \left(I + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}} \right) + W_{12} \cdot \tau_{21} \cdot \left(I + \frac{R_{31}}{A_{32}} \right) + R_{13} \cdot \tau_{21}} \quad (3.16)$$

$$N_2 = \rho \cdot \frac{R_{13} \cdot \tau_{21} + W_{12} \cdot \tau_{21} \cdot \left(I + \frac{R_{13}}{A_{32}} \right)}{(I + W_{21} \cdot \tau_{21}) \cdot \left(I + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}} \right) + W_{12} \cdot \tau_{21} \cdot \left(I + \frac{R_{31}}{A_{32}} \right) + R_{13} \cdot \tau_{21}} \quad (3.17)$$

Podemos assumir, também, que a taxa de decaimento não radiativo do nível 3 (A_{32}) predomina sobre as taxas de bombeio $R_{13,31}$, ou seja, $A_{32} \gg R_{13,31}$; neste caso, alguns termos das equações anteriores ficam reduzidos:

$$\left(I + \frac{R_{13}}{A_{32}} \right) \approx I \quad \text{e} \quad \left(I + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}} \right) \approx I \quad (3.18)$$

Logo, substituindo (3.18) em (3.16) e (3.17), obtém-se:

$$N_1 = \rho \cdot \frac{I + W_{21} \cdot \tau_{21}}{I + \tau_{21} \cdot (R_{13} + W_{12} + W_{21})} \quad (3.19)$$

$$N_2 = \rho \cdot \frac{\tau_{21} \cdot (R_{13} + W_{12})}{I + \tau_{21} \cdot (R_{13} + W_{12} + W_{21})} \quad (3.20)$$

Devido ao tempo de decaimento dos átomos no nível de bombeio ser muito rápido ($< 10\mu s$), podemos admitir que a população deste nível de energia seja aproximadamente nula, ou seja:

$$N_3 = \rho - N_1 - N_2 = 0 \quad \text{ou} \quad \rho = N_1 + N_2 \quad (3.21)$$

o que torna válida a simplificação anterior de um sistema de 3 níveis para um sistema de 2 níveis. Somando-se as Eqs. (3.19) e (3.20), temos:

$$N_1 + N_2 = \rho \cdot \frac{\left[I + \tau_{21} \cdot (R_{13} + W_{12} + W_{21}) \right]}{\left[I + \tau_{21} \cdot (R_{13} + W_{12} + W_{21}) \right]} = \rho \quad (3.22)$$

que resulta, novamente, em $N_1 + N_2 = \rho$. Dividindo-se (3.20) por (3.19), obtemos:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\tau_{21} \cdot (R_{13} + W_{12})}{I + W_{21} \cdot \tau_{21}} \quad (3.23)$$

A expressão (3.23) dá a relação entre as populações dos estados metaestável e fundamental e depende somente do tempo de decaimento do nível 2 para o nível 1 (τ_{21}), das taxas de emissão e absorção estimuladas $W_{12,21}$ e da taxa de absorção do bombeio R_{13} .

Se N_2 / N_1 for maior que a unidade significa que obtivemos uma inversão de população entre os níveis 1 e 2. Portanto, o meio se torna ativo e a amplificação do sinal óptico ocorrerá. Se N_2 / N_1 for menor que a unidade, teremos que o sinal será absorvido pelos átomos de érbio da fibra e, neste caso, o dispositivo atuará como atenuador do sinal óptico. Pode ocorrer, também, o caso de N_2 / N_1 ser igual à unidade, o que leva a fibra dopada a um estado de transparência, não havendo alterações na amplitude do sinal que propaga pela fibra dopada [8].

3.2 - Coeficiente de Ganho do AFDE.

Quando um feixe de luz com intensidade I_s , em um comprimento de onda λ_s , se propaga através de um meio ativo de comprimento infinitesimal dz e densidades de população atômica N_1 (nível fundamental) e N_2 (nível metaestável), o incremento na intensidade do sinal será dado por:

$$dI_s = \{\sigma_{21}(\lambda_s) \cdot N_2 - \sigma_{12}(\lambda_s) \cdot N_1\} \cdot I_s \cdot dz \quad (3.24)$$

onde $\sigma_{21}(\lambda_s)$ e $\sigma_{12}(\lambda_s)$ são as seções transversais de emissão e de absorção no comprimento de onda do sinal, respectivamente, que a partir de agora, por simplicidade de notação, serão dadas por $\sigma_e(\lambda_s)$ e $\sigma_a(\lambda_s)$. Logo, a expressão anterior será dada por:

$$dI_s = \{\sigma_e(\lambda_s) \cdot N_2 - \sigma_a(\lambda_s) \cdot N_1\} \cdot I_s \cdot dz \quad (3.25)$$

Podemos definir o termo:

$$\eta(\lambda_s) = \frac{\sigma_e(\lambda_s)}{\sigma_a(\lambda_s)} \quad (3.26)$$

e que, substituindo na expressão (3.25), resulta em:

$$\frac{dI_s}{dz} = \sigma_a(\lambda_s) \cdot \{\eta(\lambda_s) \cdot N_2 - N_1\} \cdot I_s \quad (3.27)$$

onde o termo:

$$g = \sigma_a(\lambda_s) \cdot \{\eta(\lambda_s) \cdot N_2 - N_1\}$$

é definido como sendo o coeficiente de ganho do sinal. Alternativamente:

$$g = \{\sigma_e(\lambda_s) \cdot N_2 - \sigma_a(\lambda_s) \cdot N_1\} \quad (3.28)$$

3.3 - Evolução do Sinal e Bombeio ao Longo da Fibra Dopada com Érbio.

Consideraremos agora um sinal óptico sendo guiado por uma fibra com o raio do núcleo a . Numa fibra monomodo, a potência de sinal acoplada ao modo fundamental de propagação tem uma distribuição espacial finita sobre o plano transversal da fibra. Vamos admitir que a envoltória do modo é definida como $\psi_s(r, \theta)$, onde (r, θ) representam as coordenadas cilíndricas transversais da fibra (z é a coordenada cilíndrica longitudinal), e que a potência acoplada no modo é P_s . Nesta situação podemos definir a distribuição da intensidade do sinal $I_s(r, \theta)$, no plano transversal da fibra, como sendo:

$$I_s(r, \theta) = P_s \cdot \frac{\psi_s(r, \theta)}{\int_0^{2\pi} \int_0^a \psi_s(r, \theta) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta} \quad (3.29)$$

onde:

$$P_s = \int_0^{2\pi} \int_0^a I_s(r, \theta) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (3.30)$$

Podemos escrever, então, a expressão da taxa de incremento da potência de sinal para o modo guiado como sendo:

$$\frac{dP_s}{dz} = P_s \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^a \{ \sigma_e(\lambda_s) \cdot N_2(r, \theta) - \sigma_a(\lambda_s) \cdot N_1(r, \theta) \} \cdot \overline{\psi}_s(r, \theta) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (3.31)$$

onde $\overline{\psi}_s(r, \theta)$ é a envoltória do modo normalizado, definida como:

$$\overline{\psi}_s(r, \theta) = \frac{\psi_s(r, \theta)}{\int_0^{2\pi} \int_0^a \psi_s(r, \theta) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta} \quad (3.32)$$

A distribuição de potência do modo fundamental (LP₀₁) no plano transversal da fibra mencionada anteriormente é dada pela Função de Bessel de primeira espécie e ordem zero, que pode ser aproximada por uma envoltória gaussiana sem muita discrepância entre os valores. Esta aproximação gaussiana é, em várias ocasiões,

preferida, devido à maior simplicidade de manuseio analítico das expressões. Portanto, pode-se dizer que a distribuição do modo fundamental no plano transversal da fibra possui um formato que faz lembrar um sino (*bell shape*). A Fig. 3.2 ilustra esta aproximação.

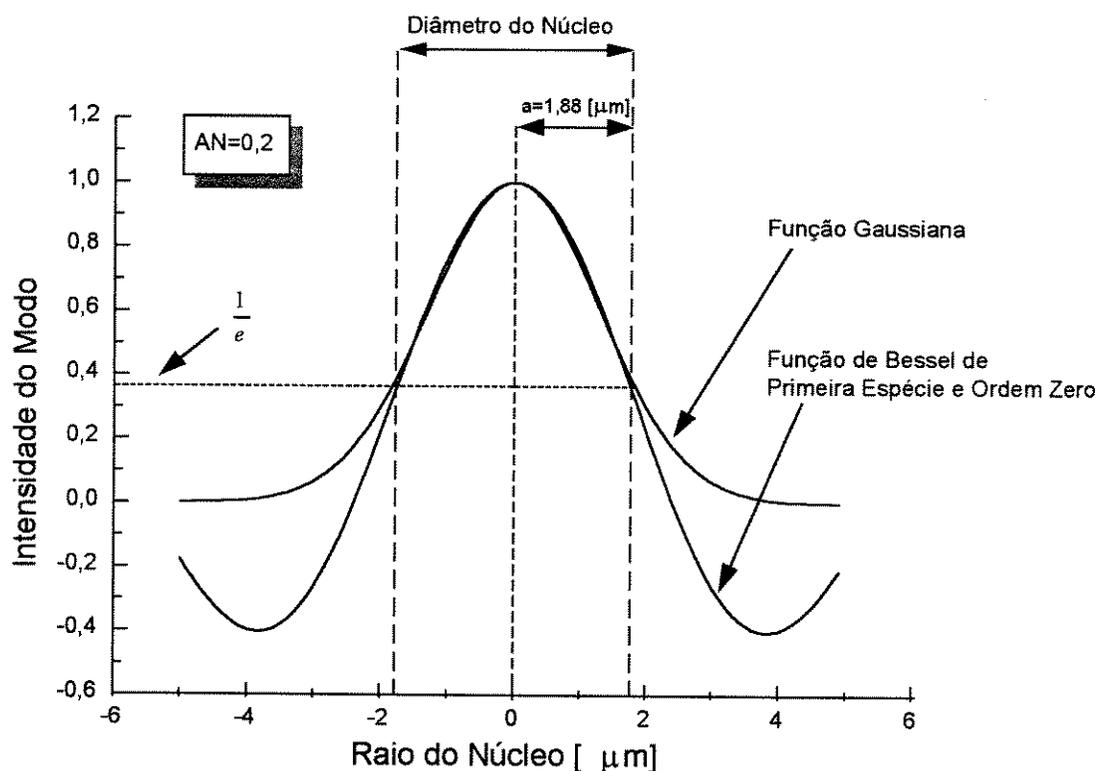


Fig.3.2 - Distribuição do modo fundamental no interior do núcleo de uma fibra típica.

A mesma análise anterior pode ser aplicada à potência de bombeio, suposto guiado no modo fundamental da fibra. Então, quando o sistema laser é bombeado no nível 3, temos:

$$\frac{dP_p}{dz} = -\sigma_a(\lambda_p) \cdot P_p \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^a N_l(r, \theta) \cdot \overline{\psi_p(r, \theta)} \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (3.33)$$

onde P_p é a potência de bombeio guiada no modo fundamental.

Devemos notar a presença de um sinal negativo no lado direito da Eq. (3.33), o que significa que o nível do sinal de bombeio diminui ao longo da fibra dopada, o que verifica-se na prática. Esta expressão é válida somente para o bombeio co-propagante. Para o bombeio contra-propagante, deve-se inverter o sinal do lado direito da

expressão (3.33). Finalmente, para o caso do bombeio bidirecional, ambas as equações devem ser resolvidas simultaneamente.

3.4 - Emissão Espontânea Amplificada (ASE).

A geração de ruído em amplificadores ópticos é, na essência, um efeito de des- excitação dos átomos de érbio do nível metaestável. Como estes átomos possuem um tempo de vida de fluorescência finito (da ordem de 10 ms), alguns desses átomos retornam ao estado fundamental emitindo fótons. Estes fótons, em particular, não possuem qualquer vínculo de fase com os fótons do sinal óptico de entrada, o que não ocorre com os fótons gerados por emissão estimulada.

A somatória de todos esses fótons gerados espontaneamente, formam um ruído inerente ao amplificador e que se soma ao sinal óptico amplificado. A este ruído inerente nos referimos como “Emissão Espontânea Amplificada” ou ASE.

O número de fótons aleatoriamente polarizados na faixa de frequência entre ν e $\nu + \delta\nu$, que são espontaneamente emitidos no sentido positivo de z , em um volume infinitesimal dV de um meio laser e acoplado ao modo fundamental da fibra, é dado por [4]:

$$dn(\nu) = A_{21} \cdot g(\nu) \cdot \delta\nu \cdot \frac{\Delta_{\Omega}}{4\pi} \cdot dV \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^a N_2(r, \theta) \cdot \overline{\psi_S(r, \theta)} \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (3.34)$$

onde $A_{21} = 1/\tau$ é a taxa de decaimento espontâneo. O parâmetro $g(\nu)$ é a função formato de linha (*lineshape function*), dada por:

$$g(\nu) = \frac{8 \cdot \pi \cdot n^2 \cdot \tau \cdot \sigma_e(\nu)}{\lambda_S^2} \quad (3.35)$$

onde n é o índice de refração do núcleo da fibra.

O ângulo sólido de captura da fibra (Δ_{Ω}) pode ser expresso na forma:

$$\Delta_{\Omega} = \frac{\lambda_s^2}{n^2 \cdot \pi \cdot \omega_s^2} \quad (3.36)$$

e o elemento de volume dV é:

$$dV = \pi \cdot \omega_s^2 \cdot dz \quad (3.37)$$

O termo ω_s é definido como sendo o raio correspondente à distribuição de potência do modo, onde, para o modo fundamental, tem-se [4]:

$$\omega_s = \left\{ \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^a \Psi_S(r, \theta) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \right\}^{1/2} = \left\{ 2 \int_0^a \Psi_S(r) \cdot r \cdot dr \right\}^{1/2} \quad (3.38)$$

Substituindo-se (3.35) - (3.37) em (3.34), obtém-se:

$$dn(\nu) = 2 \cdot \sigma_e(\nu) \cdot \delta\nu \cdot dz \int_0^{2\pi} \int_0^a N_2(r, \theta) \cdot \overline{\Psi_S}(r, \theta) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (3.39)$$

A correspondente potência de emissão espontânea (SE), por unidade de frequência, é dada por:

$$dP_{SE} = h \cdot \nu \cdot dn(\nu) \quad (3.40)$$

Com estas definições, a taxa de geração de potência de emissão espontânea, na largura de banda $\delta\nu$, se torna:

$$\frac{dP_{SE}}{dz} = 2 \cdot P_o \cdot \sigma_e(\nu) \int_0^{2\pi} \int_0^a N_2(r, \theta) \cdot \overline{\Psi_S}(r, \theta) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (3.41)$$

onde $P_o = h \cdot \nu \cdot \delta\nu$ e h é a constante de Planck $\left[h = 6,6256 \cdot 10^{-34} (J \cdot s) \right]$.

O termo P_o é definido como sendo a potência óptica de ruído equivalente na entrada da fibra, na largura de faixa $\delta\nu$ [4]. O fato do lado direito da Eq. (3.41) ser

multiplicado por 2, significa que a emissão espontânea ocorre em ambos os modos de polarização da fibra.

Tendo sido obtida a taxa de geração de potência de emissão espontânea propagante no sentido $+z$ da fibra, podemos agora expressar, para o modo fundamental, a evolução da potência total do sinal, no comprimento de onda λ_s e em uma largura de banda $\delta\nu$, como sendo [4]:

$$\frac{dP_S(\nu_s)}{dz} = 2 \cdot \pi \cdot \int_0^a \left\{ \sigma_e(\lambda_s) \cdot N_2(r) \cdot [P_S(\lambda_s) + 2 \cdot P_0] - \sigma_a(\lambda_s) \cdot N_1(r) \cdot P_S(\lambda_s) \right\} \overline{\Psi_S(r)} \cdot r \cdot dr \quad (3.42)$$

Na expressão acima, admitiu-se que a distribuição do campo é radialmente simétrica (modo fundamental), tal que a integral azimutal resulta em 2π .

A expressão (3.42) descreve ambos os fenômenos de amplificação do sinal e amplificação do ruído espontâneo, na largura de banda $\delta\nu$ e em torno de λ_s [4].

Se a população do estado excitado N_2 é diferente de zero, o termo constante $2 \cdot P_0$ no lado direito de (3.42) provoca a geração de ruído óptico ao longo do trecho de fibra, independente da presença, ou não, de sinal na entrada da fibra, o que representa a ASE total guiada na largura de banda $\delta\nu$ e em torno de λ_s . A ASE é também gerada no sentido negativo de z , propagando-se no sentido oposto ao sinal. Portanto, referimo-nos à ASE⁺ como sendo co-propagante com o sinal e à ASE⁻ como sendo a contra-propagante ao sinal.

3.5 - Expressões Generalizadas para as Equações de Taxa.

Nas seções anteriores, obtivemos as equações de taxa para o bombeio, sinal e ASE. Estas equações foram expressas em função das populações atômicas N_1 e N_2 , que agora serão escritas explicitamente em termos da distribuição de intensidade do sinal e do bombeio, associadas às respectivas potências de saturação.

As populações atômicas N_1 e N_2 , em estado estacionário, dadas pelas Eqs. (3.19) e (3.20), são funções da taxa de bombeio R_{j3} , que representa a taxa de

absorção de bombeio entre os níveis 1 e 3, e das taxas de emissão e de absorção estimuladas W_{21} e W_{12} entre os níveis 1 e 2.

A taxa de emissão estimulada W_{21} , na coordenada longitudinal z da fibra e a uma distância r do eixo do núcleo, é proporcional à intensidade do sinal $I_S(r, z)$, sendo dada por [4]:

$$W_{21}(r, z) = \frac{\lambda_S^2}{8 \cdot \pi \cdot n^2 \cdot h \cdot \nu_S \cdot \tau} \cdot I_S(r, z) \cdot g(\nu_S) \quad (3.43)$$

$$\text{com } \nu_S = \frac{c}{\lambda_S} \quad (3.44)$$

Podemos, agora, introduzir uma nova definição da envoltória de modo [4], $\Psi_S(r)$, que possui valor de pico unitário, na forma [4]:

$$\Psi_S(r) = \pi \cdot \omega_S^2 \cdot \overline{\psi_S(r)} \quad (3.45)$$

o que torna possível, após definidas as Eqs. (3.32) e (3.38), expressar a intensidade do sinal como sendo:

$$I_S(r, z) = \frac{P_S(z) \cdot \Psi_S(r)}{\pi \cdot \omega_S^2} \quad (3.46)$$

onde $P_S(z)$ é a potência do sinal óptico acoplado ao modo fundamental de propagação da fibra. Substituindo (3.35) em (3.43), obtém-se:

$$W_{21}(r, z) \cdot \tau = \frac{\sigma_e(\nu_S) \cdot \tau}{h \cdot \nu_S} \cdot I_S(r, z) \quad (3.47)$$

ou, usando (3.46):

$$W_{21}(r, z) \cdot \tau = \frac{\sigma_e(\nu_S) \cdot \tau}{h \cdot \nu_S \cdot \pi \cdot \omega_S^2} \cdot P_S(z) \cdot \Psi_S(r) \quad (3.48)$$

Similarmente, para a taxa de absorção tem-se:

$$W_{12}(r, z) \cdot \tau = \frac{\sigma_a(\nu_S) \cdot \tau}{h \cdot \nu_S \cdot \pi \cdot \omega_S^2} \cdot P_S(z) \cdot \psi_S(r) \quad (3.49)$$

onde $\sigma_a(\nu_S)$ e $\sigma_e(\nu_S)$ são as seções transversais de absorção e emissão no comprimento de onda do sinal.

Novamente, para a taxa de bombeio $R(r, z)$, podemos introduzir uma definição similar ao de $W_{12,21}$:

$$R(r, z) \cdot \tau = \frac{\sigma_a(\nu_P) \cdot \tau}{h \cdot \nu_P \cdot \pi \cdot \omega_P^2} \cdot P_P(z) \cdot \psi_P(r) \quad (3.50)$$

Definimos, também, a intensidade de saturação (I_{SAT}) de um sinal, em uma frequência ν , como sendo:

$$I_{SAT}(\nu) = \frac{h \cdot \nu}{[\sigma_a(\nu) + \sigma_e(\nu)] \cdot \tau} \quad (3.51)$$

Para obtermos a correspondente potência de saturação de um sinal na frequência ν_S , basta multiplicarmos $I_{SAT}(\nu)$ pela área da seção transversal do núcleo da fibra ($\pi \cdot \omega_S^2$):

$$P_{SAT}(\nu_S) = \frac{h \cdot \nu_S \cdot \pi \cdot \omega_S^2}{[\sigma_a(\nu_S) + \sigma_e(\nu_S)] \cdot \tau} \quad (3.52)$$

com definição similar para a frequência de bombeio ν_P . Substituindo (3.52) em (3.48) - (3.50), obtemos:

$$W_{12} \cdot \tau = \frac{I}{I + \frac{\sigma_e(\nu_S)}{\sigma_a(\nu_S)}} \cdot \frac{P_S(z)}{P_{SAT}(\nu_S)} \cdot \Psi_S(r) \quad (3.53)$$

$$W_{21} \cdot \tau = \frac{\frac{\sigma_e(\nu_S)}{\sigma_a(\nu_S)}}{I + \frac{\sigma_e(\nu_S)}{\sigma_a(\nu_S)}} \cdot \frac{P_S(z)}{P_{SAT}(\nu_S)} \cdot \Psi_S(r) \quad (3.54)$$

$$R \cdot \tau = \frac{P_P(z)}{P_{SAT}(\nu_P)} \cdot \Psi_P(r) \quad (3.55)$$

Para a taxa de bombeio R , na expressão (3.55), nós usamos o fato de que $\sigma_e(\nu_p) = 0$, pois para um sistema laser de três níveis, o decaimento do nível 3 é, essencialmente, não radiativo.

Finalmente, usando (3.53) - (3.55) em (3.19) e (3.20), podemos expressar as populações N_1 e N_2 , nos estados estacionários, como função das potências ópticas envolvidas:

$$N_1(r, z) = \rho(r) \cdot \frac{I + \frac{\sigma_e}{\sigma_a} \cdot \frac{P_S(z)}{P_{SAT}(\nu_S)} \cdot \Psi_S(r)}{I + \frac{P_P(z)}{P_{SAT}(\nu_P)} \cdot \Psi_P(r) + \frac{P_S(z)}{P_{SAT}(\nu_S)} \cdot \Psi_S(r)} \quad (3.56)$$

$$N_2(r, z) = \rho(r) \cdot \frac{\frac{P_P(z)}{P_{SAT}(\nu_P)} \cdot \Psi_P(r) + \frac{I}{I + \frac{\sigma_e}{\sigma_a}} \cdot \frac{P_S(z)}{P_{SAT}(\nu_S)} \cdot \Psi_S(r)}{I + \frac{P_P(z)}{P_{SAT}(\nu_P)} \cdot \Psi_P(r) + \frac{P_S(z)}{P_{SAT}(\nu_S)} \cdot \Psi_S(r)} \quad (3.57)$$

Capítulo 4 - Simulações Computacionais de Amplificadores Ópticos.

Com o recente surgimento de novas ferramentas computacionais e o crescente aumento da capacidade de processamento dos atuais computadores, tornou-se possível a execução de simulações numéricas dos diversos dispositivos ópticos, que estão ganhando espaço no mercado.

Tais simulações têm apresentado resultados muito próximos aos experimentais, tornando-as indispensáveis aos atuais pesquisadores. Para esse propósito, as atuais ferramentas computacionais são melhor elaboradas, mais completas, amigáveis, e já incorporam protocolos de comunicação para que o processamento possa ser descentralizado.

Neste trabalho, as simulações foram realizadas na plataforma *Mathematica for Windows*. Esta é uma das mais recentes e completas ferramentas para cálculo numérico. Atualmente, já existem diversas publicações que tratam dos mais variados problemas relacionados à Física e Engenharia, utilizando esta ferramenta [11].

O *Mathematica for Windows*, ou simplesmente *Mathematica*, como é popularmente chamado, é constituído de dois pacotes principais e um certo número de bibliotecas. Este número vai depender da versão utilizada. Os dois pacotes principais, são os responsáveis por toda a parte operacional, cálculos e demais recursos do sistema. Estes pacotes são conhecidos como o *Front End* e *Kernel*. O *Front End* é o responsável pela interação do usuário com o sistema. É a parte amigável, a apresentação, a edição de textos, comandos e impressão dos resultados em forma de tabelas e gráficos. Já o *Kernel*, é o pacote responsável por fazer o processamento matemático, a execução dos comandos. É o cérebro do sistema.

Estes dois pacotes, estão interligados por um protocolo de comunicação conhecido como *Math Link*. A Fig. 4.1 ilustra o esquema básico de funcionamento do sistema [12].

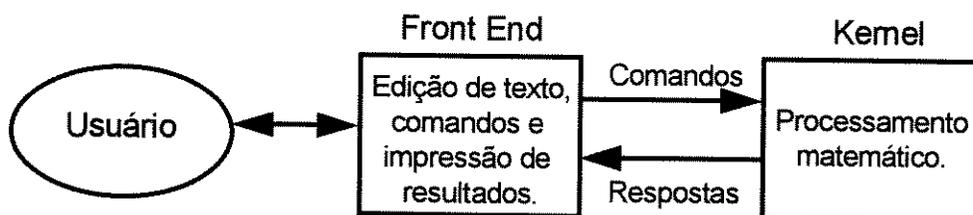


Fig. 4.1 - Esquema básico da arquitetura de operação do *Mathematica for Windows*.

Com esta arquitetura avançada, os dois blocos do sistema não precisam estar, necessariamente, na mesma máquina. Como exemplo, o usuário pode utilizar um microcomputador pessoal 386, conectado a uma rede *UNIX*, envolvendo o uso de máquinas de grande capacidade de processamento. Assim, o usuário utiliza o microcomputador pessoal de pequeno porte para rodar o *Front End*, que requer pouca capacidade de processamento, e pode rodar, na máquina de grande porte, o *Kernel*, que requer máquinas de maior desempenho. Desta forma, o usuário reduz, consideravelmente, o tempo de processamento das simulações.

4.1 - Desempenho de Amplificadores Ópticos com Bombeio Co-propagante.

Baseado na Referência [8], que trata detalhadamente de simulações numéricas voltadas para dispositivos ópticos, foram realizadas diversas simulações que mostram a evolução, ao longo da fibra dopada, do sinal, bombeio, ASE+, ASE- e, também, da figura de ruído.

Os programas de simulação desenvolvidos pelo autor, e que estão listados no apêndice deste trabalho, apresentam, como resultados, gráficos e tabelas de fácil interpretação. Nos gráficos, o eixo horizontal representa, em metros, o comprimento da fibra dopada. O eixo vertical esquerdo, representa a amplitude dos sinais, em [dBm], e o eixo vertical direito, representa a Figura de Ruído, em [dB].

Nas simulações, foi utilizada uma fibra dopada, com os dados bem próximos aos da fibra utilizada nas montagens experimentais. Portanto, as simulações aqui realizadas, apresentam resultados próximos àqueles obtidos na prática. Os dados da fibra dopada utilizada nas simulações, estão listados na Tabela 4.1 [8]:

Parâmetro	Valor	Descrição
a [μm]	1,5	raio do núcleo
AN	0,2	abertura numérica
λ_s [nm]	1532	comprimento de onda do sinal
$\sigma_{s,e}$ [cm^2]	$5,2 \times 10^{-21}$	seção transversal de emissão para o sinal
$\sigma_{s,a}$ [cm^2]	$5,5 \times 10^{-21}$	seção transversal de absorção para o sinal
λ_p [nm]	980	comprimento de onda do laser de bombeio
σ_{ESA} [cm^2]	0	seção transversal de absorção para o estado excitado
$\sigma_{p,a}$ [cm^2]	$2,1 \times 10^{-21}$	seção transversal de absorção para o bombeio
τ_2 [ms]	10,5	tempo de decaimento espontâneo
N_0 [cm^{-3}]	$1,0 \times 10^{18}$	concentração de dopantes por unidade de volume

Tabela 4.1 - Parâmetros da fibra dopada com érbio utilizada nas simulações.

Com os dados da Tabela 4.1 fornecidos ao programa para bombeio co-propagante, foram feitas duas simulações. Estes resultados são apresentados na Fig. 4.2.

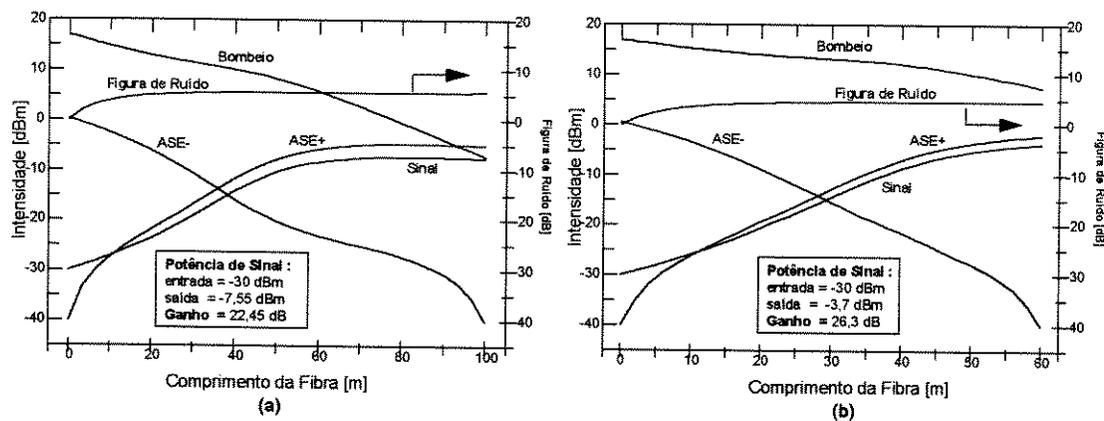


Fig. 4.2 - Desempenho de AFDE's com bombeio co-propagante, para comprimentos de fibra igual a (a) 100 metros e (b) 60 metros. Parâmetros da Tabela 4.1.

Em ambas simulações, foi aplicada uma potência de bombeio igual a 50 mW, ou 17 dBm, e um sinal, com potência média de 1 μW , ou -30 dBm.

Para a fibra de 100 metros, o amplificador apresenta um ganho de 22,45 dB e para a fibra de 60 metros, o ganho apresentado é de 26,3 dB. Note que, para a fibra de 100 metros, o sinal começa sofrer um decréscimo a partir de 80 metros, aproximadamente. Isso ocorre porque, a partir deste comprimento, o bombeio é atenuado de tal maneira, que a inversão de população dos átomos de érbio não é mais suficiente para continuar amplificando o sinal; ou seja, a partir de 80 metros, a fibra se torna um meio absorvente para o sinal. Neste caso, temos uma perda de eficiência do dispositivo.

No caso da fibra de 60 metros, a inclinação da evolução do sinal no final da fibra, ainda é positiva. Isso significa que, em toda extensão da fibra, o bombeio é suficiente para promover a inversão de população, de modo que o sinal é sempre amplificado.

Percebe-se, então, a conveniência de determinar-se qual é o comprimento ótimo da fibra dopada, para uma dada potência de bombeio e de sinal.

Experimentalmente, é comum o uso do método de *Cut-Back*. O sinal e o bombeio são aplicados à fibra com um comprimento maior que o ótimo. Em seguida, a fibra é cortada metro a metro. Para cada comprimento resultante, o ganho é medido. Desta maneira, o comprimento resultante de fibra dopada que apresentar o maior ganho, será o comprimento ótimo.

Porém, o método de *Cut-Back* é um processo destrutivo, pois cada trecho de fibra removido, não pode mais ser reaproveitado. A grande vantagem dos programas de simulação aqui utilizados, é que podemos rodá-los várias vezes, para diferentes comprimentos de fibra. Ao final de cada simulação, fazemos a leitura do ganho, da figura de ruído, ASE+ e ASE- e, portanto, podemos apresentar um gráfico destes parâmetros em função dos comprimentos de fibra utilizados. A Fig. 4.3 ilustra os resultados obtidos para amplificadores com diferentes comprimentos de fibra, variando de 10 em 10 metros.

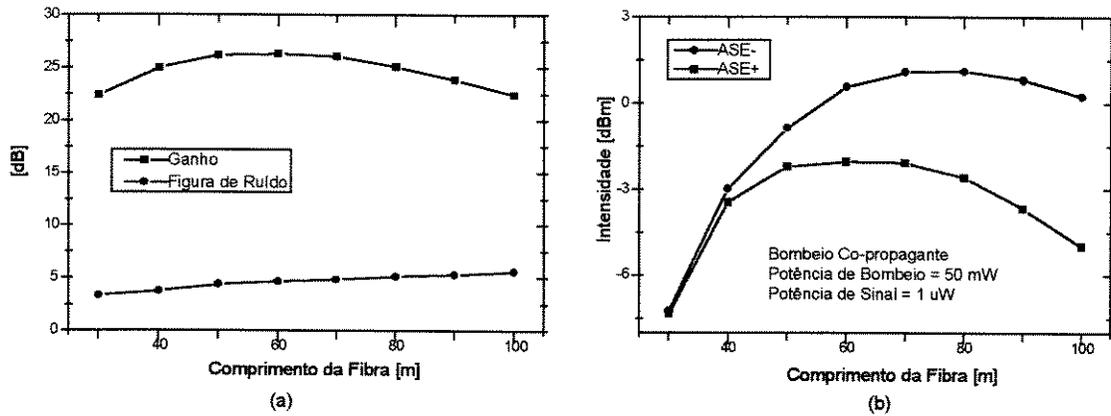


Fig. 4.3- (a) Ganho, figura de ruído e (b) ASE+ e ASE-, para diferentes comprimentos de fibra dopada, utilizando bombeio co-propagante de 50 mW e sinal de 1 μ W. Parâmetros da Tabela 4.1.

Da Fig. 4.3, nota-se que, para estas potências de sinal e bombeio, o melhor desempenho, em termos de ganho, é o do amplificador que utiliza um trecho de fibra dopada com comprimento igual a 60 metros.

Para trechos de fibra menores que 60 metros, estamos tendo um superdimensionamento da potência de bombeio, pois esta não está sendo totalmente aproveitada. Para trechos de fibra maiores que 60 metros, ocorre o subdimensionamento, pois o bombeio não mais consegue inverter adequadamente a população nos últimos metros de fibra.

Com estes resultados em mãos, faremos agora novas simulações para o desempenho de AFDE's com bombeio co-propagante, mantendo a mesma potência de bombeio de 50 mW e comprimento igual a 60 metros. O parâmetro a ser alterado, agora, é a potência do sinal aplicado à entrada da fibra dopada. A Fig. 4.4 apresenta os resultados obtidos.

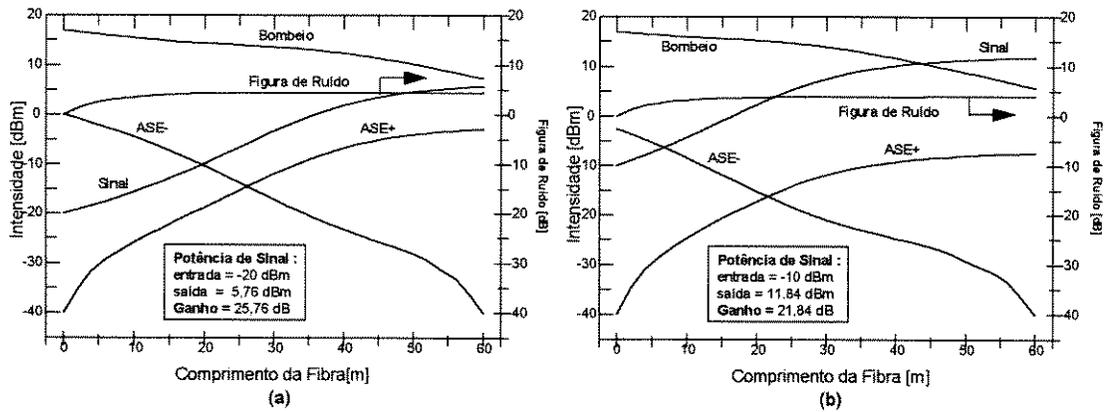


Fig. 4.4 - Desempenho de AFDE's, utilizando comprimento otimizado de fibra dopada, para potências de sinal igual a (a) $10 \mu\text{W}$ ou -20 dBm e (b) $100 \mu\text{W}$ ou -10 dBm . Parâmetros da Tabela 4.1.

Observe que o amplificador da Fig. 4.4(a), possui um ganho superior ao do amplificador da Fig. 4.4(b). Isso ocorre devido ao fato de que, com um sinal mais intenso, absorve-se mais energia do bombeio. Conseqüentemente, a amplitude da ASE+ e ASE- sofre uma considerável diminuição em todo o espectro de emissão da fibra dopada, reduzindo o ganho.

Mais adiante, na Seção 4.5, serão apresentados resultados simulados do efeito de compressão do espectro da ASE, devido ao aumento da potência de sinal aplicada à entrada da fibra dopada.

4.2 - Desempenho de Amplificadores Ópticos com Bombeio Contra-propagante.

Na versão do programa de simulação para bombeio contra-propagante, utilizamos as mesmas condições iniciais para o caso do bombeio co-propagante, ou seja, potência de bombeio igual a 50 mW e sinal igual a $1 \mu\text{W}$. A Fig. 4.5 apresenta os resultados obtidos para amplificadores com diferentes comprimentos de fibra dopada.

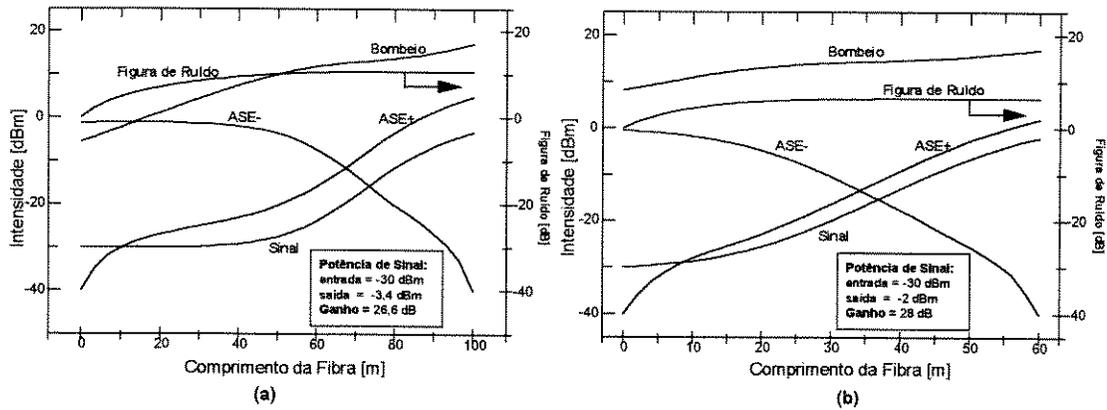


Fig. 4.5 - Desempenho de AFDE's utilizando trechos de fibra dopada com comprimentos iguais a (a) 100 metros e (b) 60 metros. Parâmetros da Tabela 4.1.

Novamente, notamos que o amplificador com 100 metros de fibra dopada atenua excessivamente o bombeio, fazendo com que o sinal não sofra ganho até, aproximadamente, 30 metros da fibra. Perceba que, para o amplificador com a fibra de 60 metros, a evolução do sinal apresenta sempre uma inclinação positiva. Neste caso o bombeio está sendo melhor aproveitado que no amplificador com a fibra de 100 metros, de modo que o ganho do amplificador com a fibra de 60 metros é igual a 28 dB e o do amplificador com a fibra de 100 metros é igual a 26,6 dB.

Comparando a Fig. 4.5 com a Fig. 4.2, vale ressaltar que, para as mesmas condições de comprimento de fibra dopada, potência de sinal e bombeio, o ganho e a figura de ruído no amplificador com bombeio contra-propagante, são maiores que no amplificador com bombeio co-propagante.

Na Seção 4.4, esses parâmetros serão comparados, inclusive para o caso do amplificador óptico com bombeio bidirecional.

4.3 - Desempenho de Amplificadores Ópticos com Bombeio Bidirecional.

Para a simulação do amplificador com bombeio bidirecional, foi utilizado, novamente, 60 metros de fibra dopada, potência de sinal igual a $1 \mu\text{W}$ e bombeio de 25 mW em cada ponta da fibra, de modo que, a potência de bombeio acoplada ao modo fundamental de propagação (LP_{01}) seja de 50 mW, como nos outros casos.

A relação das potências de bombeio co- e contra-propagante, não precisa, necessariamente, ser de 50% para cada ponta da fibra. Esta divisão pode ser alterada conforme a necessidade. As diferentes relações de potências de bombeio irão afetar o

ganho e a figura de ruído do dispositivo. A Fig. 4.6 ilustra o desempenho para um amplificador com 50% de potência de bombeio co- e contra-propagante (Fig. 4.6(a)) e, para diferentes porcentagens de bombeio contra-propagante (Fig 4.6(b)).

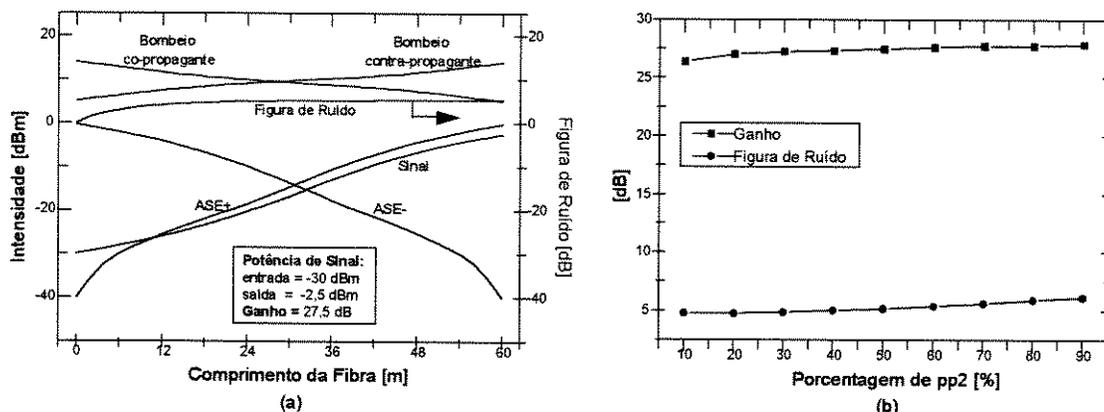


Fig. 4.6 - (a) Desempenho do AFDE com bombeio bidirecional e (b) ganho e figura de ruído para diferentes porcentagens de bombeio contra-propagante. Parâmetros da Tabela 4.1.

Na Fig. 4.6(b), podemos perceber que, à medida que a porcentagem do bombeio contra-propagante aumenta, o ganho e a figura de ruído também aumentam. Isso demonstra que, para o caso de $pp2$ igual a 10%, o desempenho deste dispositivo, aproxima-se ao do AFDE com bombeio co-propagante. Para $pp2$ igual a 90%, o desempenho aproxima-se ao do AFDE com bombeio contra-propagante. Este fato nos leva a concluir que, o desempenho do amplificador óptico com bombeio bidirecional, será um meio termo entre os desempenhos dos amplificadores com bombeio co- e contra-propagante [8].

A seção a seguir, trata, justamente, da comparação entre os desempenhos dos amplificadores ópticos com as três configurações de bombeio.

4.4 - Comparação entre o Desempenho de Amplificadores Ópticos a Fibra Dopada com Érbio para as Principais Configurações de Bombeio.

As Figuras 4.7 e 4.8 apresentam os principais parâmetros dos amplificadores ópticos para os três esquemas de bombeio vistos. Ambas as figuras, apresentam resultados para amplificadores que utilizam fibras que variam de 30 a 100 metros de comprimento, variando de 10 em 10 metros.

Vale ressaltar que, os dados para o amplificador com bombeio bidirecional, foram obtidos para 50% de bombeio co- e contra-propagante; ou seja, $pp1$ e $pp2$ são iguais a 25 mW.

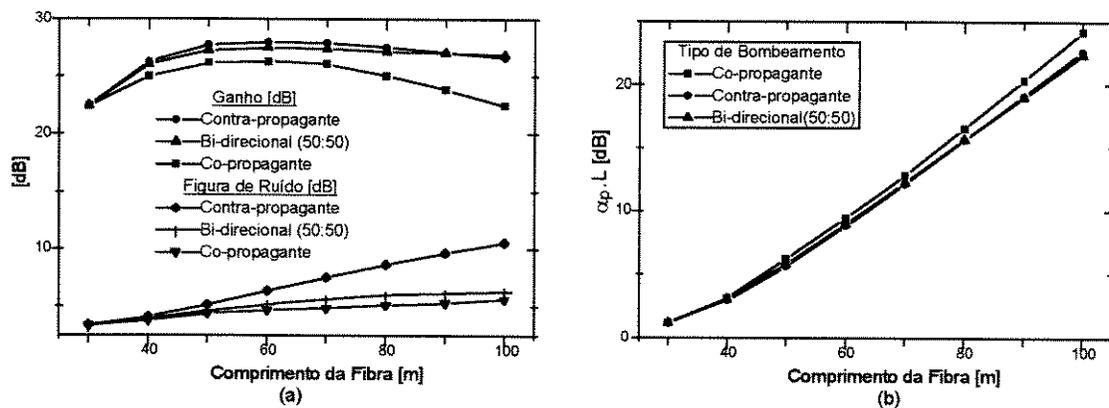


Fig. 4.7 - (a) Ganho e figura de ruído para as três configurações de bombeamento e (b) atenuação do bombeio, para AFDE's com diferentes comprimentos de fibra. Parâmetros da Tabela 4.1.

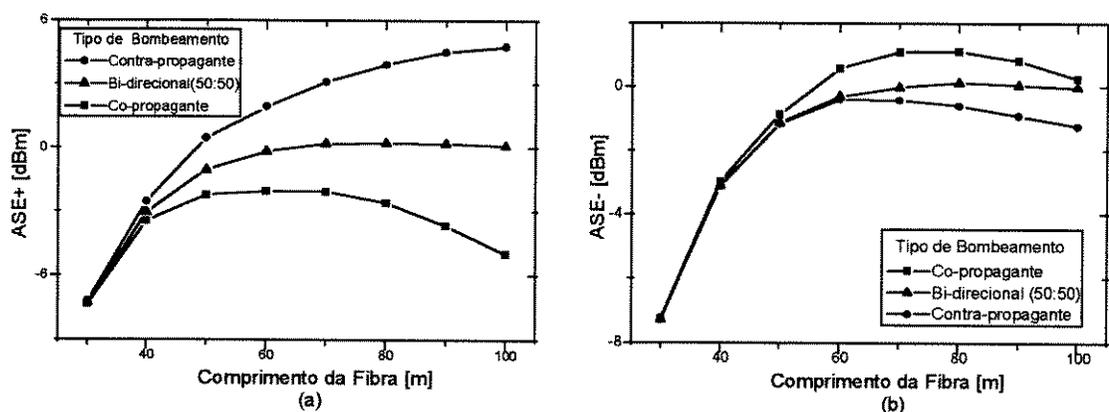


Fig. 4.8 - (a) ASE+ e (b) ASE- nos extremos dos AFDE's, com diferentes configurações de bombeio e comprimentos de fibra. Parâmetros da Tabela 4.1.

Da Fig. 4.7(a), podemos observar que, para o comprimento de fibra dopada utilizado (próximo do valor ótimo), o amplificador óptico com bombeio contra-propagante apresenta o maior ganho e a maior figura de ruído. Portanto, esta configuração se torna ideal para amplificador de potência (*booster*), que, num enlace óptico, deverá estar localizado logo após o transmissor.

O amplificador com bombeio co-propagante, apresenta o menor ganho e, também, a menor figura de ruído. Isso faz com que esta configuração seja mais adequada na implementação de um pré-amplificador de baixo ruído, que deverá estar localizado logo antes do receptor.

Ainda, da Fig. 4.7(a), notamos que o amplificador óptico com bombeio bidirecional, apresenta um termo de compromisso entre ganho e figura de ruído, o que o torna adequado na implementação de amplificadores de linha, ou repetidores, que deverão estar localizados em pontos intermediários do enlace óptico.

Da Fig. 4.7(b), podemos concluir que a atenuação do bombeio é um pouco maior para a configuração com bombeio co-propagante. Devido ao fato do sinal e todo o bombeio serem aplicados na mesma ponta da fibra, o sinal absorve mais energia do bombeio do que nas outras configurações. Este detalhe ajuda a explicar o fato do amplificador óptico, com bombeio co-propagante, apresentar o menor ganho.

As Figuras 4.8(a) e 4.8(b) ilustram o comportamento da ASE+ e ASE- para amplificadores com diferentes comprimentos de fibra dopada.

Na Fig. 4.8(a), notamos que a ASE+ é mais intensa para a configuração contra-propagante, pois o bombeio é mais intenso na saída da fibra dopada. Já para a ASE-, na Fig. 4.8(b), esta é mais intensa para a configuração co-propagante, pois o bombeio é mais intenso na entrada da fibra.

Vale observar que, quando citamos “entrada” e “saída” da fibra dopada, nos referimos à ponta da fibra na qual o sinal é inserido e à ponta em que ele é retirado, respectivamente.

Para o AFDE com bombeio bidirecional, notamos que a ASE+ e ASE- possuem, aproximadamente, o mesmo valor para os diferentes comprimentos de fibra. Isso ocorre, devido ao fato da maior uniformidade da distribuição do bombeio ao longo da fibra dopada. Na Fig. 4.6(a), intuitivamente, podemos perceber que, se integramos a distribuição do bombeio co- e contra-propagante ao longo da fibra, o resultado será aproximadamente constante. A pequena diferença entre a intensidade da

ASE+ e ASE-, que porventura possam ocorrer na prática, será devido à influência do sinal na entrada da fibra.

4.5 - Algumas Simulações Espectrais.

Até agora, as simulações apresentadas nas seções anteriores, restringiram-se a um único comprimento de onda, onde, neste caso, tem-se o comprimento de onda do sinal ($\lambda_s = 1532$ nm) para o sinal, ASE+ e ASE- e o $\lambda_p = 980$ nm para o bombeio.

Para o caso de simulações espectrais, é necessário que os programas anteriores sejam rodados para os vários comprimentos de onda da faixa espectral desejada. Para tal propósito, os programas anteriores foram colocados dentro de estruturas de repetição, que variam do comprimento de onda mínimo até o comprimento de onda máximo desejado.

Além disso, é necessário fornecer ao programa uma tabela de dados, contendo os valores normalizados das seções transversais de emissão ($\sigma_e(\lambda)$) e absorção ($\sigma_a(\lambda)$), para toda esta faixa espectral. Esta tabela é mostrada no Apêndice 4.

Neste trabalho, as simulações espectrais apresentadas abrangem uma faixa espectral que inicia em 1500 nm e termina em 1600 nm. O programa também nos questiona qual é o espaçamento, em comprimento de onda, em que desejamos efetuar as simulações. Neste caso, utilizamos um espaçamento de um nanometro, resultando em 101 pontos espectrais; ou seja, para cada simulação espectral, a rotina de cálculos é executada 101 vezes.

As Figuras 4.9 e 4.10 apresentam o comportamento espectral para amplificadores ópticos com bombeio co-propagante e contra-propagante, respectivamente.

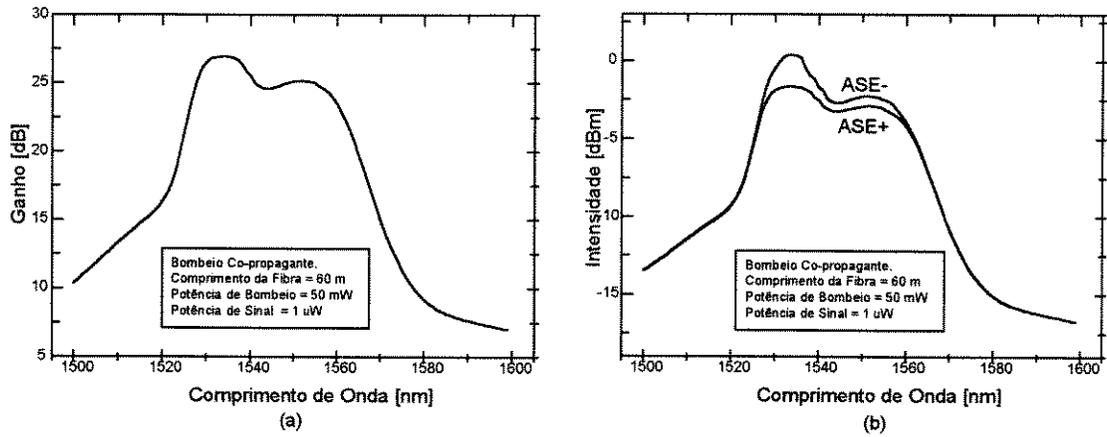


Fig. 4.9 - Espectros de (a) ganho e (b) ASE+ e ASE-, para AFDE com bombeio co-propagante. Parâmetros da Tabela 4.1 e do Apêndice 4.

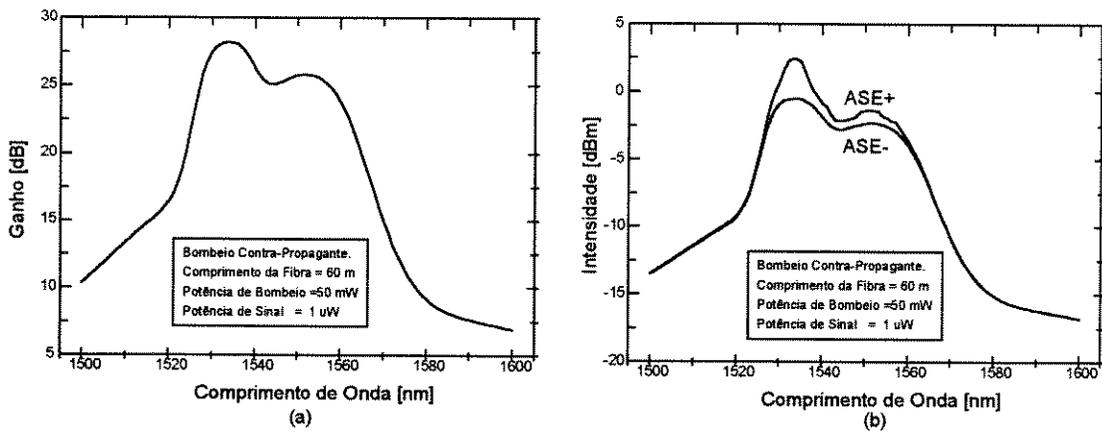


Fig. 4.10 - Espectros de (a) ganho e (b) ASE+ e ASE-, para AFDE com bombeio contra-propagante. Parâmetros da Tabela 4.1 e do Apêndice 4.

Na Fig. 4.9(b), notamos que o bombeio co-propagante produz uma ASE- mais intensa e, na Fig. 4.10(b), o bombeio contra-propagante produz uma ASE+ com mais intensidade. Estes fenômenos já foram discutidos na seção anterior, porém, apenas para um comprimento de onda do sinal.

Em ambas as figuras anteriores, podemos notar a grande semelhança do espectro de ganho com os da ASE. É intuitivo afirmar que, ambos estão diretamente relacionados e que, quanto maior for o espectro de emissão da fibra dopada (ASE+/-), maior será o espectro de ganho.

Comparando as Figuras 4.9(a) e 4.10(a), notamos que o espectro de ganho para o amplificador com bombeio contra-propagante possui intensidade maior que no

amplificador com bombeio co-propagante. Este fato também já foi abordado na seção anterior, para um comprimento de onda do sinal.

Finalmente, analisamos o efeito da compressão espectral da ASE, devido ao aumento na intensidade do sinal aplicado à entrada da fibra dopada. Tal efeito ocorre devido ao fato de que, quanto maior for a intensidade do sinal na fibra, maior será a emissão estimulada, ou seja, maior será o número de fótons do nível metaestável, induzidos pelos fótons do sinal, que decaem para o nível fundamental. Como consequência, teremos a compressão do espectro de ganho do dispositivo [4].

A Fig. 4.11 ilustra o efeito de compressão do espectro de ASE+, devido ao acréscimo da potência do sinal na entrada da fibra dopada.

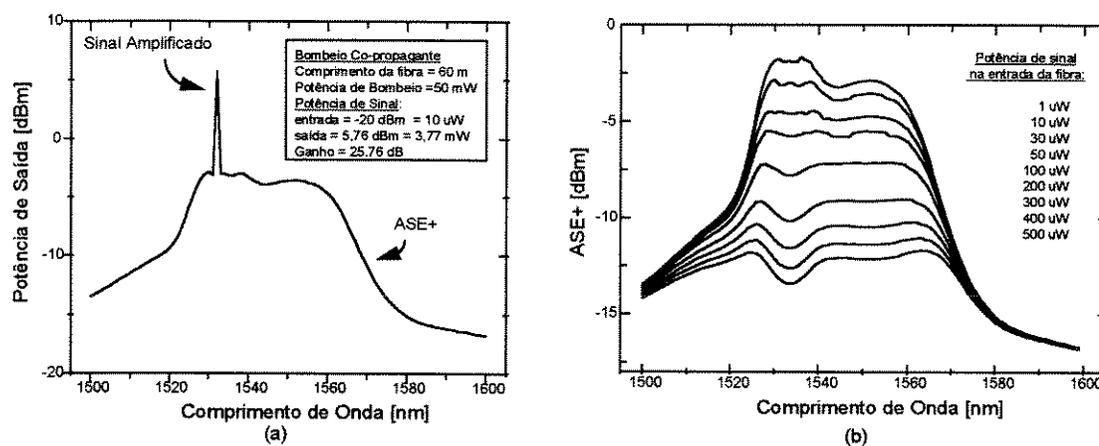


Fig. 4.11 - (a) Potência total na saída da fibra dopada para um sinal de 10 μ W e bombeio de 50 mW e (b) efeito de compressão da ASE+, devido ao aumento da potência de sinal aplicado à entrada da fibra (raia do sinal não indicada). Parâmetros da Tabela 4.1 e do Apêndice 4.

Na Fig. 4.11(a), podemos observar o sinal amplificado, posicionado estrategicamente no pico de maior emissão da ASE. Neste comprimento de onda, o amplificador apresentou um ganho de 25,76 dB.

Na Fig. 4.11(b), podemos observar a variação da amplitude da ASE+ devido às variações na amplitude do sinal. Naturalmente, este efeito é o mesmo para a ASE-. Nestas simulações, as raias espectrais do sinal foram omitidas, com propósito de simplificação da figura.

Este efeito de compressão da amplitude do espectro de emissão da fibra dopada, devido ao aumento do nível do sinal aplicado, é indesejável, já que, este efeito, acarreta a variação do ganho do dispositivo. Tal desempenho é insatisfatório quando

deseja-se trabalhar com sistemas WDM, onde pode existir a necessidade de ligar e desligar canais, fazendo com que o nível médio do sinal na entrada do dispositivo varie.

Na Fig. 4.12, podemos observar claramente, que para diferentes potências de bombeio aplicadas à fibra dopada (sujeita a uma potência de sinal constante, com $\lambda_s = 1532$ nm), ocorrerão variações na intensidade do espectro de emissão. As Figuras 4.12(a) e 4.12(b) mostram as simulações dessas variações para a configuração de bombeio co-propagante e potência de sinal igual a $1 \mu\text{W}$, para ASE+ e ASE-, respectivamente. Novamente, as raiais do sinal não foram indicadas, para simplificar as figuras.

Tal fato, também se reflete diretamente no ganho e na figura de ruído do dispositivo, sugerindo a utilização de fontes de bombeio muito bem reguladas, de modo a evitar variações no desempenho do amplificador.

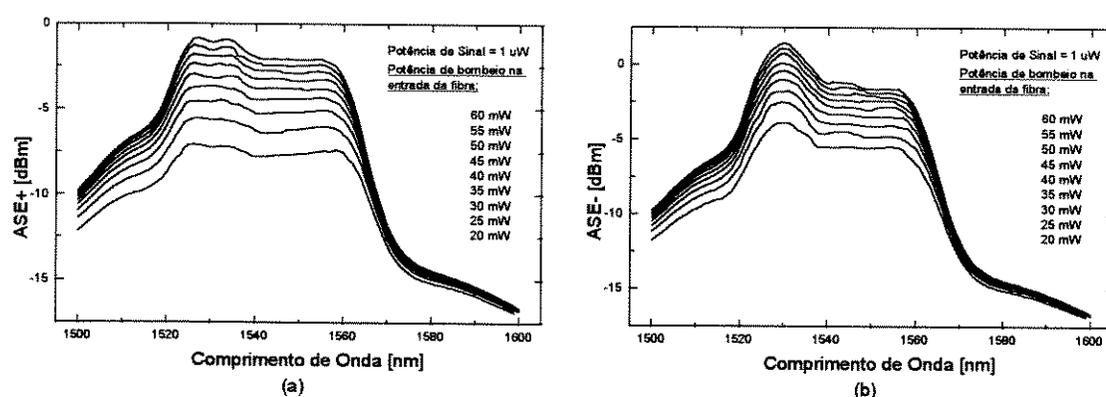


Fig. 4.12 - Variação do espectro de (a) ASE+ e (b) ASE-, para diferentes potências de bombeio co-propagante (raia do sinal não indicada). Parâmetros da Tabela 4.1 e do Apêndice 4.

Estas limitações de desempenho, apresentadas acima, sugerem a conveniência do emprego de técnicas de controle automático de ganho (CAG), que serão abordadas no Capítulo 6 deste trabalho. Tais técnicas são capazes de contornar estas limitações, fazendo com que o AFDE se torne pouco sensível às variações na intensidade do sinal e do bombeio aplicados à fibra dopada. Desta forma, teremos dispositivos mais adequados para aplicações em sistemas WDM.

Capítulo 5 - Montagem e Caracterização do Amplificador Óptico.

5.1 - Especificação dos Componentes Passivos: Acoplador WDM e Isoladores Ópticos.

Iniciando a parte experimental deste trabalho, descreveremos, neste Capítulo, os passos realizados na construção do amplificador óptico a fibra dopada com érbio. Este amplificador utiliza bombeio em 980 nm, co-propagante ao sinal e, também, isoladores ópticos em sua entrada e saída. A Fig. 5.1 ilustra a configuração da montagem realizada em laboratório.

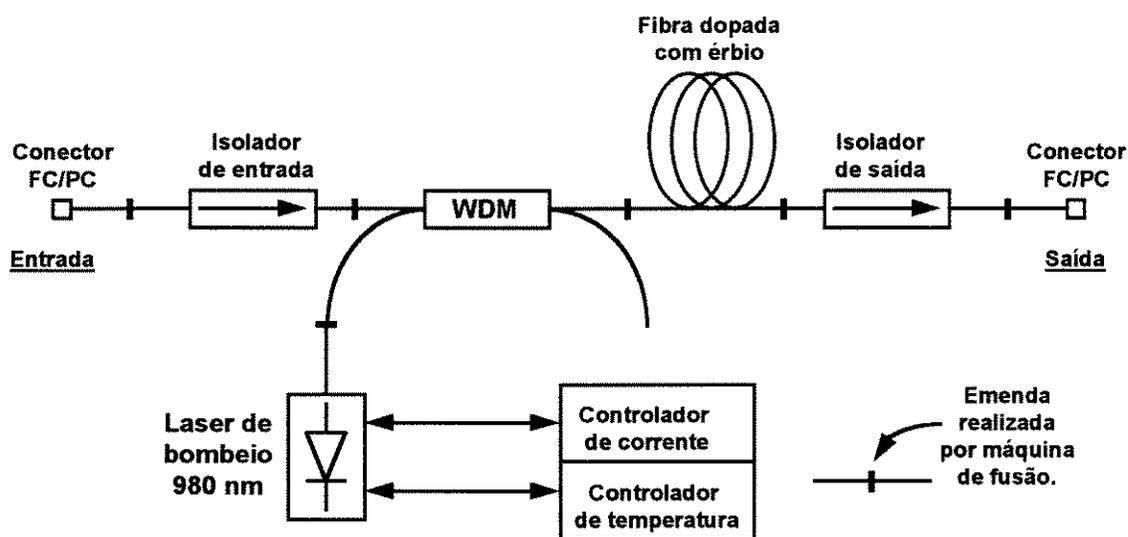


Fig. 5.1 - Configuração do amplificador óptico montado em laboratório.

O objetivo de empregarmos isoladores ópticos na entrada e na saída do amplificador, é evitar que reflexões de sinal e/ou ASE nos conectores FC/PC, provoquem oscilações indesejáveis no espectro de emissão da fibra dopada com érbio. Foi constatado em experimentos realizados em laboratório que, com este artifício, podemos aplicar potências de bombeio mais elevadas, sem que ocorram estas oscilações indesejáveis. Desta forma o desempenho do dispositivo aumenta, tornando-o capaz de atingir ganho mais elevado.

As especificações dos isoladores ópticos são apresentadas na Tabela 5.1 a seguir [14].

Parâmetro	Mínimo	Típico	Máximo
Isolação [dB] (1550+/-35nm, 0-60°C, SOP)	60	70	
Perda de Inserção [dB] (1550+/-35nm, 0-60°C, SOP) *		0,7	1,0
Perda de Retorno [dB] (entrada/saída)**	65/60		
Perda por Dependência da Polarização (PDL) [dB] **			0,1
Dispersão Modal por Polarização (PMD) [ps] **			0,05
Potência Óptica de Entrada [mW]			300
Tensão Mecânica [N]			10
Temperatura de Operação [°C]	-20		+60
Temperatura de Armazenagem [°C]	-40		+85

SOP = todos os estados de polarização.

* Sem conectores.

** Medido a 23 °C.

Tabela 5.1 - Especificações dos isoladores utilizados na montagem do AFDE.

Na Tabela 5.1, podemos notar que estes isoladores são pouco sensíveis à polarização do sinal e trabalham em extensa faixa de temperatura e comprimentos de onda. Também possuem baixa perda de inserção e elevada isolação, tornando-os especialmente adequados para a construção de amplificadores ópticos em fibra.

O outro componente passivo utilizado na montagem é o acoplador WDM (*Wavelength Division Multiplexer*). Para o caso do nosso AFDE, este WDM deve multiplexar os comprimentos de onda do sinal, em torno de 1550 nm, e bombeio, em 980 nm.

A Tabela 5.2 mostra as especificações do acoplador WDM empregado na montagem do amplificador óptico [14].

Parâmetro	Mínimo	Típico	Máximo
Isolação [dB]	20		
Perda de Inserção [dB]*			0,4
Diretividade [dB]	60		
Perda por Dependência da Polarização (PDL) [dB]			0,1
Largura Espectral para Cada Comprimento de Onda [nm]	+/-10		
Coefficiente de Temperatura [dB/°C]			0,002
Temperatura de Operação [°C]	-40		+85
Temperatura de Armazenagem [°C]	-50		+85

* Sem conectores

Tabela 5.2 - Especificações do acoplador WDM utilizado na montagem do AFDE.

Podemos notar que este acoplador WDM também oferece uma baixa perda de inserção, baixa dependência da polarização e uma elevada isolação, tornando-o adequado à montagem do AFDE.

O acoplador WDM utilizado possui duas fibras de entrada e duas de saída. As fibras possuem cores diferentes para identificar os diferentes comprimentos de onda. A

Fig. 5.2 ilustra o esquema do WDM, indicando as cores das fibras e os comprimentos de onda utilizados.

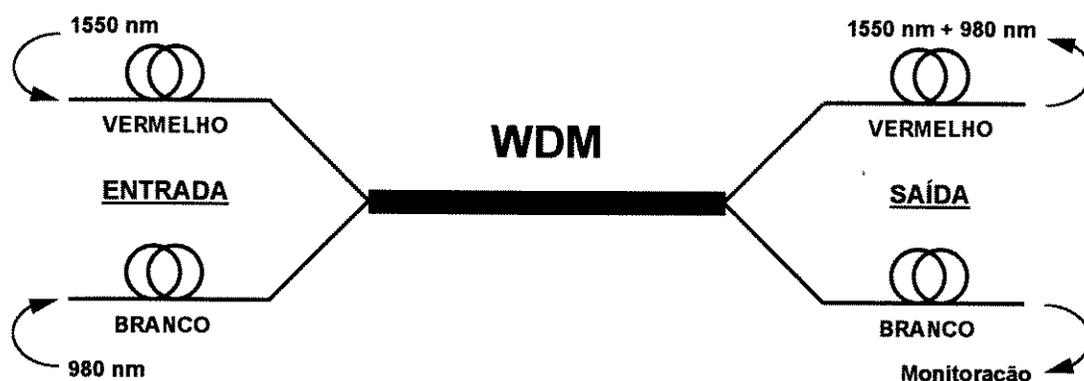


Fig. 5.2 - Esquema do acoplador WDM utilizado na montagem do AFDE.

A fibra branca de saída pode ser utilizada para monitoração dos sinais. Vale ressaltar que o acoplador WDM é simétrico, ou seja, se invertermos as fibras de entrada com as fibras de saída, obedecendo as respectivas cores, os resultados obtidos serão, praticamente, os mesmos.

5.2 - Especificação do Laser de Bombeio.

O laser semiconductor utilizado para bombear a fibra dopada com érbio, em 980 nm, apresenta-se na forma de um circuito integrado de 14 pinos com o encapsulamento do tipo *butterfly* [15]. Na fibra óptica externa do circuito integrado (*fiber pigtail*), encontra-se uma grade de difração em 980 nm (*external fiber Bragg grating*). Esta grade externa, compõe uma das faces semi-refletoras que formam a cavidade óptica. A outra face semi-refletora é um microespelho dentro do encapsulamento.

O aspecto físico e a pinagem do circuito integrado do laser são apresentados na Fig. 5.3. A utilização de grade de difração externa, contribui fortemente para a pureza espectral de emissão deste laser.

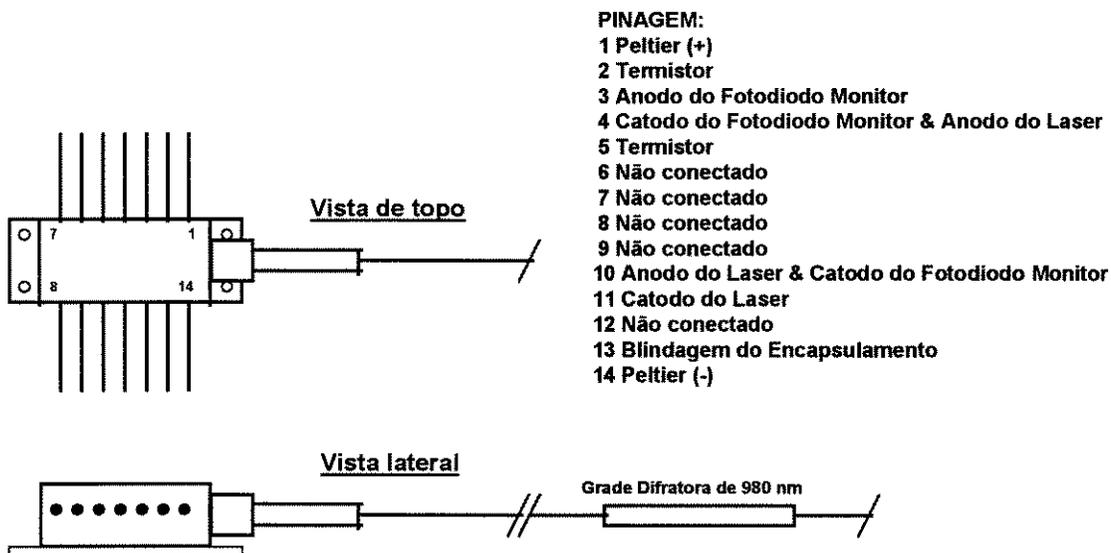


Fig. 5.3 - Aspecto físico e pinagem do laser semiconductor utilizado no bombeamento do amplificador óptico.

Internamente ao circuito integrado, encontram-se outros componentes, que são responsáveis pela monitoração e manutenção de corrente e temperatura do diodo laser. Os pinos 3, 4 e 10 estão ligados a um fotodiodo, que faz a monitoração da potência óptica do laser. Se, por qualquer motivo, a potência do laser variar, ocorrerá uma variação na corrente do fotodiodo, que avisará ao controlador de corrente para atualizar o fornecimento de corrente do diodo laser, mantendo a potência estável.

Os pinos 2 e 5, estão ligados a um termistor, cuja resistência varia conforme a variação de temperatura da junção laser.

Os pinos 1 e 14 estão ligados ao Peltier, que é responsável por resfriar do diodo laser. O Peltier é formado por duas placas cerâmicas, paralelamente unidas (como se fosse um capacitor) por um arranjo de semicondutores. Ao circular corrente elétrica por este arranjo, faz com que uma das placas de cerâmica esquente e a outra esfrie. Se invertermos o sentido de circulação da corrente elétrica, ocorrerá a inversão de temperaturas das placas de cerâmica. Por esta razão, é necessário que se observe bem a polaridade do Peltier indicada no manual do fabricante, para evitar que o laser queime por excesso de calor na junção.

O Peltier é montado internamente ao circuito integrado, de forma que a “face fria” fique virada para o diodo laser, resfriando-a, e a “face quente” fique virada para a base do encapsulamento metálico, que será parafusado a um dissipador de calor. O

Peltier é também conhecido como “resfriador”, “cooler”, ou “TEC (*thermo-electric cooler*)”.

Então, se por qualquer motivo, a temperatura do diodo laser variar, a resistência do termistor e, conseqüentemente, a corrente que circula por ele também irá variar proporcionalmente, informando ao controlador de temperatura para variar a corrente do Peltier, de modo que este esfrie mais ou menos, conforme a necessidade, a junção do diodo laser. A Tabela 5.3 traz as especificações do diodo laser e dos demais componentes [15].

Parâmetro	Mínimo	Máximo
Corrente de Operação [mA]		255
Corrente de Limiar [mA]		25
Voltagem Direta na Junção Laser [V]		2,5
Comprimento de Onda de Corte (baixo) [nm]	974	
Comprimento de Onda de Corte (alto) [nm]		985
Desvio Espectral com a Temperatura [nm/°C]		0,02
Estabilidade Espectral em um período de 60 segundos [nm]		0,1
Corrente do Fotodiodo Monitor [μA]	100	
Resistência do Termistor [kΩ]	9,5	10,5
Voltagem Máxima do Peltier [V]		3,0
Corrente Máxima do Peltier [A]		1,0
Capacidade de Resfriamento [°C]		45

Tabela 5.3 - Especificações do laser de bombeio encapsulado, utilizado na construção do AFDE.

A corrente de operação [I_{OP}], indicada na Tabela 5.3, vale para a condição de emissão constante (CW) do laser. A corrente de limiar [I_{TH}], ou *threshold current*, é aquela na qual o laser passa a emitir fótons coerentemente.

As estabilidades temporais de potência óptica e espectral do laser, são dadas por $\Delta P/\Delta t$ e $\Delta \lambda/\Delta t$, respectivamente, onde $\Delta t = 60$ segundos.

A variação do espectro de emissão do laser devido à variação de temperatura é dada por $\Delta \lambda/\Delta T$, onde ΔT é a faixa de variação de temperatura em graus Celsius [°C]. A unidade deste parâmetro é dada em nanômetros por graus Celsius [nm/°C].

A seguir, a Fig. 5.4 mostra a curva, obtida experimentalmente, da potência óptica versus corrente da junção do diodo laser.

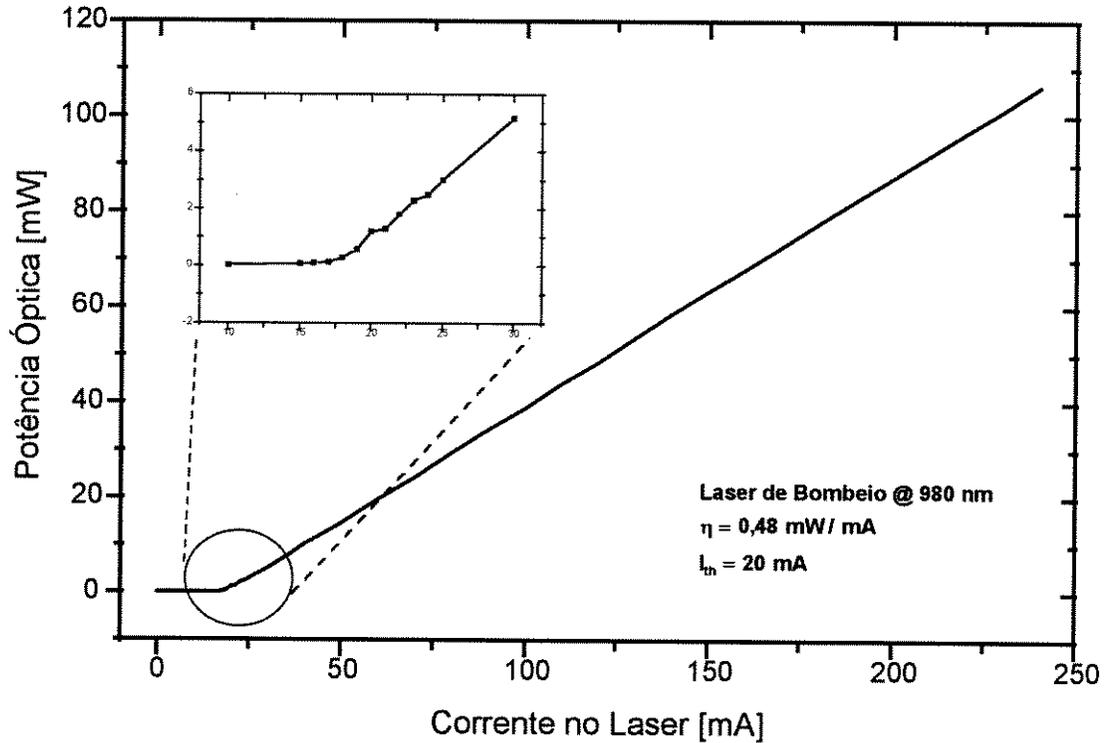


Fig. 5.4 - Curva experimental do laser de bombeio utilizado no amplificador óptico.

Nota-se, no detalhe ampliado da Fig. 5.4, que a corrente de limiar [I_{TH}], é de, aproximadamente, 20 mA. A partir desta corrente, o laser passa a emitir fótons de forma coerente e apresenta uma resposta praticamente linear (retilínea) à variação da corrente.

O parâmetro $\eta = 0,48 \text{ mW/mA}$, representa a inclinação da reta que compõe a curva de potência do laser. É o fator de conversão de corrente elétrica em potência óptica. Com este parâmetro em mãos, podemos saber, utilizando a Equação (5.1), qual é a potência óptica que o laser está emitindo, conhecendo-se apenas o valor da corrente, ou vice-versa.

$$P_{SAIDA} = \eta(I_{OP} - I_{TH}) \quad (5.1)$$

Para os dados encontrados experimentalmente, na Fig. 5.4, temos, por exemplo, que para uma corrente de operação igual a 82,5 mA, teremos uma potência óptica emitida igual a 30 mW.

5.3 - Caracterização da Fibra Dopada com Érbio.

A fibra dopada com érbio é o meio ativo do amplificador óptico. É nela que ocorre a amplificação do sinal. A correta caracterização dos parâmetros intrínsecos da fibra dopada é de fundamental importância para o dimensionamento do dispositivo. Os parâmetros intrínsecos recebem esta denominação pois, seus valores dependem apenas das características da própria fibra.

Os parâmetros intrínsecos mais importantes da fibra dopada são: a potência de saturação intrínseca ($P_{SI}(\lambda)$), que é uma função do comprimento de onda; a constante de atenuação ($\alpha(\lambda)$), que, também, é função do comprimento de onda e o tempo de decaimento do estado excitado (τ), cujo valor é da ordem de 10 ms e não varia com o comprimento de onda. Na prática, os valores destes parâmetros são determinados apenas para os comprimentos de onda do bombeio e dos sinais que serão amplificados. Com estes valores em mãos, é possível determinar as características mais importantes do amplificador, como o ganho [$G(\lambda)$]; a potência de saturação do ganho [$P_{SAT}(\lambda)$]; a potência de transparência [$P_{transp}(\lambda)$] [17] e o comprimento ótimo da fibra dopada com érbio (L_{otimo}) [4].

O método mais conhecido para determinar a potência de saturação intrínseca é conhecido como “Método de Saleh” [16]. Este método se baseia em medidas de transmitância em uma amostra de fibra dopada, com poucos metros de comprimento. Para um sistema com N canais multiplexados em comprimento de onda, os valores das potências de entrada e de saída são medidos e ajustados a uma curva teórica, que é a solução da equação transcendental:

$$P_{saida}^K = P_{entrada}^K \cdot \exp\left(-\alpha_K \cdot L + \frac{I}{P_{SI}^K} \sum_{J=1}^N (P_{entrada}^J - P_{saida}^J)\right) \quad (5.2)$$

para $K = 1, 2, \dots, N$

onde P_{SI}^K é a potência de saturação intrínseca e α_K a constante de absorção, no comprimento de onda λ_K , e L é o comprimento da amostra da fibra dopada com érbio.

Uma das maiores dificuldades deste método é determinar, com precisão, qual a potência realmente acoplada à entrada da fibra dopada ($P_{entrada}$). Os métodos

utilizados para medir a potência do sinal acoplado à fibra, geralmente são destrutivos, ou seja, é necessário cortar a ponta da fibra a cada medida realizada. Como consequência, o Método de Saleh é relativamente demorado e pouco preciso.

Neste trabalho, foi adotado um método de caracterização rápido e não-destrutivo, pois não é necessário conhecer a potência do sinal na entrada da fibra, mas sim o formato deste sinal. Este método se baseia em observar, na saída da fibra dopada, as distorções que ocorrem no pulso aplicado na entrada. O método sugere que seja aplicado na entrada da amostra da fibra dopada, um pulso quadrado com duração mínima de 50 ms e tempo de subida (*rise time*) menor que 500 μ s [17,18].

Este método permite determinarmos, além da potência de saturação intrínseca, os outros parâmetros da fibra dopada, tal como o coeficiente de absorção e o tempo de decaimento do estado excitado. A Fig. 5.5 ilustra o esquema da montagem utilizada neste método para se obter os pulsos na saída da fibra dopada [18].

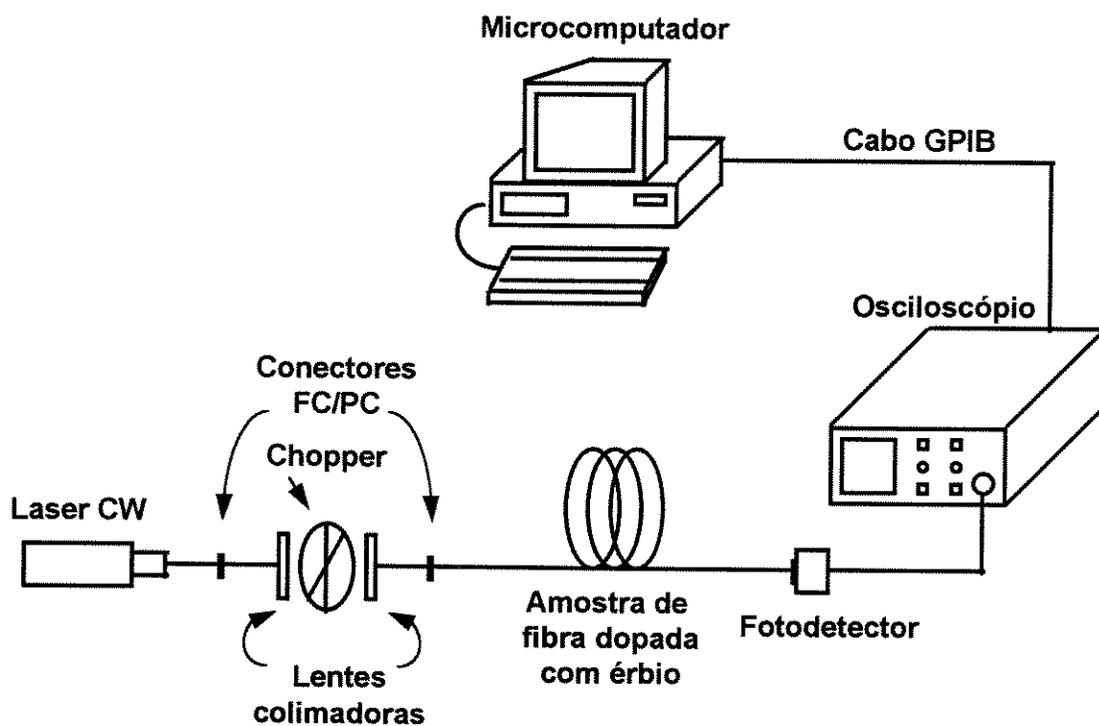


Fig. 5.5 - Esquema de montagem para se obter os pulsos na saída da fibra dopada com érbio.

O experimento consiste, basicamente, de um laser emitindo continuamente (CW), onde a luz é modulada por um *chopper*, montado entre duas lentes colimadoras acopladas à fibra óptica (*Grin Lens*), gerando pulsos quadrados que são aplicados à amostra de fibra dopada com érbio. Os pulsos na saída desta fibra são detectados por um fotodetector de germânio, ligado a um osciloscópio de boa resolução. A saída GPIB do osciloscópio é, então, ligada ao microcomputador PC, que captura a imagem apresentada na tela do osciloscópio e armazena os dados para serem analisados. A Fig. 5.6 ilustra o pulso aplicado na entrada da fibra dopada e o pulso obtido na saída, com os pontos notáveis de interesse.

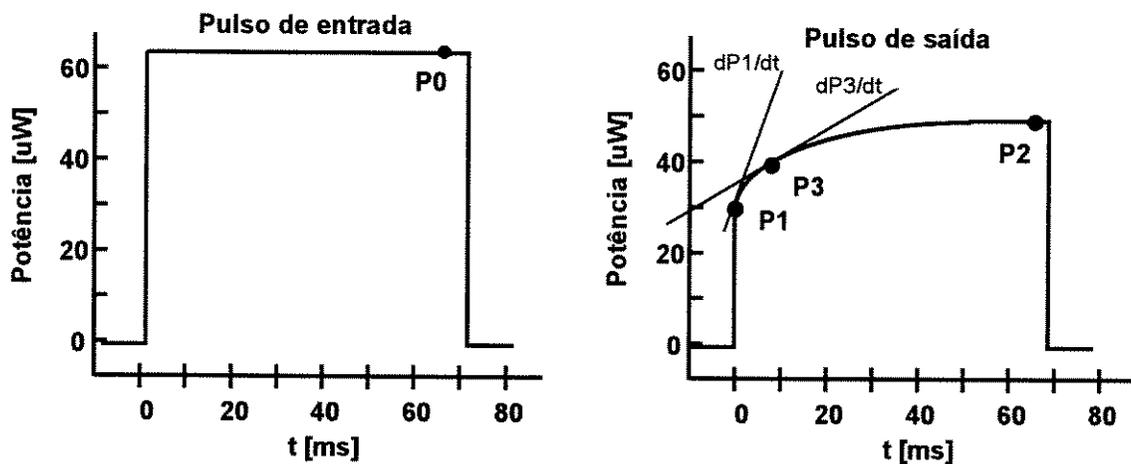


Fig. 5.6 - Pulsos obtidos com a montagem da Figura 5.5.

Após o pulso de saída ser capturado e armazenado no microcomputador, devemos fazer a leitura dos valores de $P1$, $P2$, $P3$ e das derivadas temporais $dP1/dt$ e $dP3/dt$, para que sejam substituídos nas formulas que determinam os parâmetros intrínsecos [17]. O software utilizado para fazer a captura do pulso mostrado na tela do osciloscópio e armazená-lo, em forma de tabela ASCII, foi o *Labview 3.0*. Já o software *Origin 4.0*, importa esta tabela ASCII e faz o traçado do pulso na tela do microcomputador. Este programa também possui vários recursos gráficos que tornam possível a leitura precisa das derivadas e dos pontos de interesse.

O pulso de saída segue a equação geral [17]:

$$\frac{P(t) - P_0(t)}{P_{SI}} + \ln\left(\frac{P(t)}{P_0(t)}\right) + \tau \left(\frac{1}{P(t)} \cdot \frac{dP(t)}{dt} - \frac{1}{P_0(t)} \cdot \frac{dP_0(t)}{dt} \right) + \alpha \cdot L = 0 \quad (5.3)$$

onde $P_0(t)$ e $P(t)$ são as potências instantâneas de entrada e de saída, respectivamente. O comprimento da fibra é dado por L ; α é o fator de atenuação e τ é o tempo de decaimento do estado excitado. Devemos observar que os valores de potência do pulso de saída P_1 , P_2 e P_3 , representam os valores de $P(t)$, que interessam para os cálculos.

Admitindo-se que a derivada temporal de P_2 é nula e que o valor de P_3 é a média aritmética entre os valores de P_1 e P_2 , temos que o valor do tempo de decaimento do estado excitado é dado por:

$$\tau = \frac{\ln \left[\left(2 + \frac{P_1}{P_2} + \frac{P_2}{P_1} \right) / 4 \right]}{\frac{1}{P_1} \cdot \frac{dP_1}{dt} - \frac{4}{(P_1 + P_2)} \cdot \frac{dP_3}{dt}} \quad (5.4)$$

Uma vez determinado o valor de τ , podemos utilizá-lo para determinar a potência de saturação intrínseca, através da expressão:

$$P_{SI} = \frac{P_2 - P_1}{\frac{\tau}{P_1} \cdot \frac{dP_1}{dt} - \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right)} \quad (5.5)$$

Dado que o sinal de entrada é uma função degrau, no instante de tempo inicial ($t = 0_+$), a potência de saída é dada pela transmitância linear:

$$P_1 = P_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot L) \quad (5.6)$$

Substituindo (5.6) em (5.3), podemos determinar a potência de entrada e o coeficiente de atenuação da fibra:

$$P_0 = P_1 + \frac{\tau \cdot P_{SI}}{P_1} \cdot \frac{dP_1}{dt} \quad (5.7)$$

$$\alpha = \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{P_0}{P_1}\right) \quad (5.8)$$

As Expressões (5.4) a (5.8) permitem, então, a determinação experimental dos parâmetros intrínsecos da fibra dopada e, também, a potência P_0 que está sendo realmente aplicada à entrada da fibra [17].

Neste trabalho, a caracterização da fibra dopada foi feita para três comprimentos de onda. Em 980 nm, que é o comprimento de onda do laser de bombeio, e para os sinais em 1533 nm e 1552 nm, onde a fibra dopada com érbio apresenta picos de emissão com maior intensidade, apresentando ganhos mais elevados. Em cada comprimento de onda em que a fibra foi caracterizada, foram aplicados quatro pulsos com intensidades diferentes e os resultados foram armazenados no microcomputador. A Fig. 5.7 ilustra os pulsos de saída obtidos.

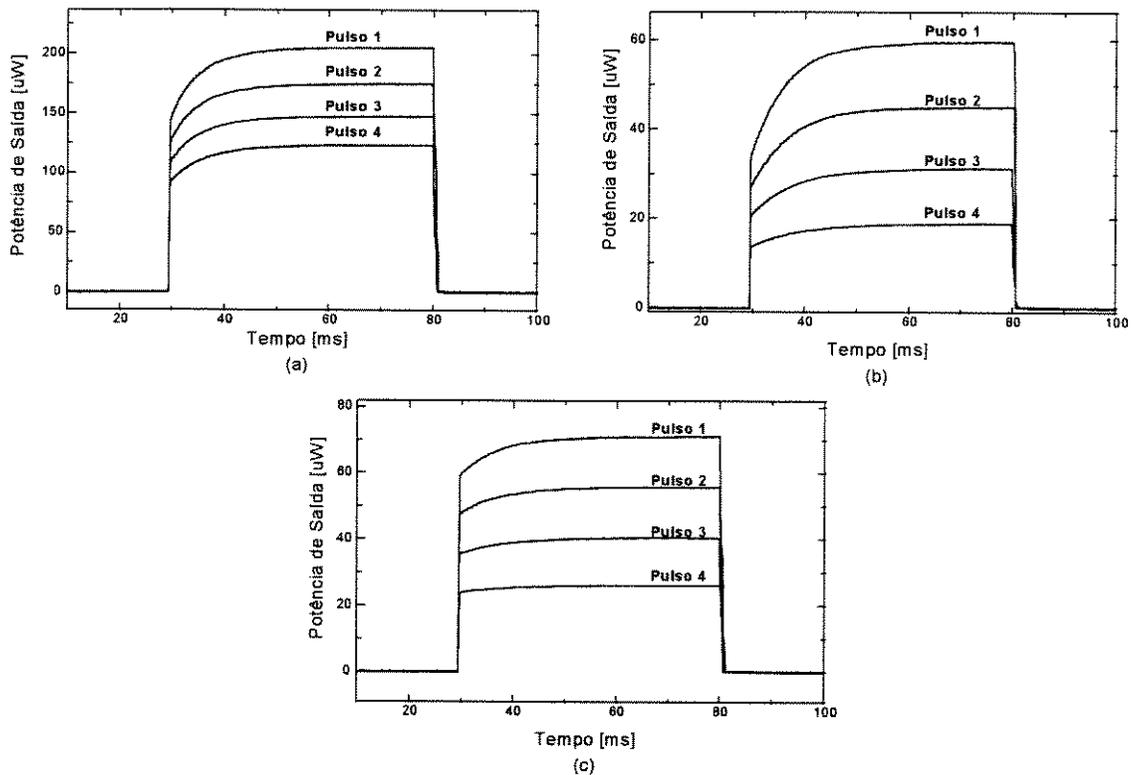


Fig. 5.7 - Pulsos de saída obtidos na caracterização da fibra dopada, para os comprimentos de onda de (a) 980nm, (b) 1533 nm e (c) 1552 nm.

A fibra dopada, utilizada neste trabalho, foi fornecida pelo fabricante com os seguintes dados:

Código da Fibra	ErAl 148 - Telebrás
Comprimento da fibra	70 metros
Comprimento de onda de bombeio ótimo (λ_p)	980 nm
Constante de atenuação α ($\lambda = 125 \mu\text{m}$)	1 dB/km
Constante de atenuação α ($\lambda = 153 \mu\text{m}$)	1,1 dB/m
Dopagem de érbio	50 ppm

Tabela 5.4 - Dados fornecidos pelo fabricante para a fibra dopada com érbio utilizada neste trabalho.

Para a caracterização da fibra, cortamos uma amostra de 4 metros e os 66 metros restantes, utilizamos na construção do amplificador.

Para cada comprimento de onda foram obtidos, então, quatro valores de potências e de suas derivadas e, posteriormente, substituídos nas Expressões (5.4) a (5.8), obtivemos quatro valores para os parâmetros intrínsecos. O resultado final é dado pela média destes quatro valores, obtidos para cada parâmetro. As Tabelas 5.6, 5.7 e 5.8, a seguir, apresentam os valores obtidos para os respectivos comprimentos de onda.

Pulso	P_1 [μW]	P_2 [μW]	P_3 [μW]	$\frac{dP_1}{dt}$ [$\frac{\mu\text{W}}{\text{ms}}$]	$\frac{dP_2}{dt}$ [$\frac{\mu\text{W}}{\text{ms}}$]	τ [ms]	P_{s1} [μW]	P_s [μW]	α [m^{-1}]
1	144,8	205,42	175,11	12,05	7,03	10,40	120,49	250,14	0,137
2	126,4	175,08	150,74	8,98	5,16	10,23	120,68	216,33	0,134
3	108,5	147,58	128,04	6,67	3,79	10,36	120,49	186,31	0,135
4	91,97	123,37	107,67	4,95	2,79	10,76	120,52	160,10	0,139
Média						10,44	120,55		0,136

Tab. 5.5 - Valores obtidos para os parâmetros intrínsecos, em 980 nm.

Pulso	P_1 [μW]	P_2 [μW]	P_3 [μW]	$\frac{dP_1}{dt}$ [$\frac{\mu\text{W}}{\text{ms}}$]	$\frac{dP_2}{dt}$ [$\frac{\mu\text{W}}{\text{ms}}$]	τ [ms]	P_{s1} [μW]	P_s [μW]	α [m^{-1}]
1	34,40	59,51	46,96	3,24	2,05	10,80	59,33	93,10	0,249
2	26,62	45,00	35,81	2,15	1,33	10,50	59,27	76,96	0,265
3	20,62	31,22	25,92	1,18	0,69	10,72	59,34	56,29	0,251
4	13,53	18,77	16,15	0,54	0,302	10,62	59,51	38,41	0,261
Média						10,66	59,36		0,257

Tab. 5.6 - Valores obtidos para os parâmetros intrínsecos, em 1533 nm.

Pulso	P_1 [μW]	P_2 [μW]	P_3 [μW]	$\frac{dP_1}{dt}$ [$\frac{\mu\text{W}}{\text{ms}}$]	$\frac{dP_2}{dt}$ [$\frac{\mu\text{W}}{\text{ms}}$]	τ [ms]	P_{s1} [μW]	P_s [μW]	α [m^{-1}]
1	59,14	71,05	65,10	1,83	0,981	10,46	87,72	87,75	0,0986
2	47,52	55,73	51,63	1,16	0,615	10,84	88,21	70,09	0,0972
3	35,37	40,32	37,85	0,64	0,335	10,97	87,38	52,10	0,0968
4	23,69	26,08	24,89	0,28	0,144	9,38	88,95	34,62	0,0948
Média						10,41	88,07		0,097

Tab. 5.7 - Valores obtidos para os parâmetros intrínsecos, em 1552 nm.

Da Tabela 5.6 temos que, para o comprimento de onda igual a 1533 nm, o valor da constante de atenuação encontrado vale $\alpha = 0,257 \text{ m}^{-1}$, que corresponde a uma atenuação de 1,112 dB/m. Note, na Tabela 5.4, que este valor é bem próximo ao fornecido pelo fabricante, o que dá credibilidade ao método utilizado.

Finalmente, utilizando uma fonte de luz branca, obtivemos o espectro de absorção da amostra de fibra dopada. O resultado é apresentado na Fig. 5.8.

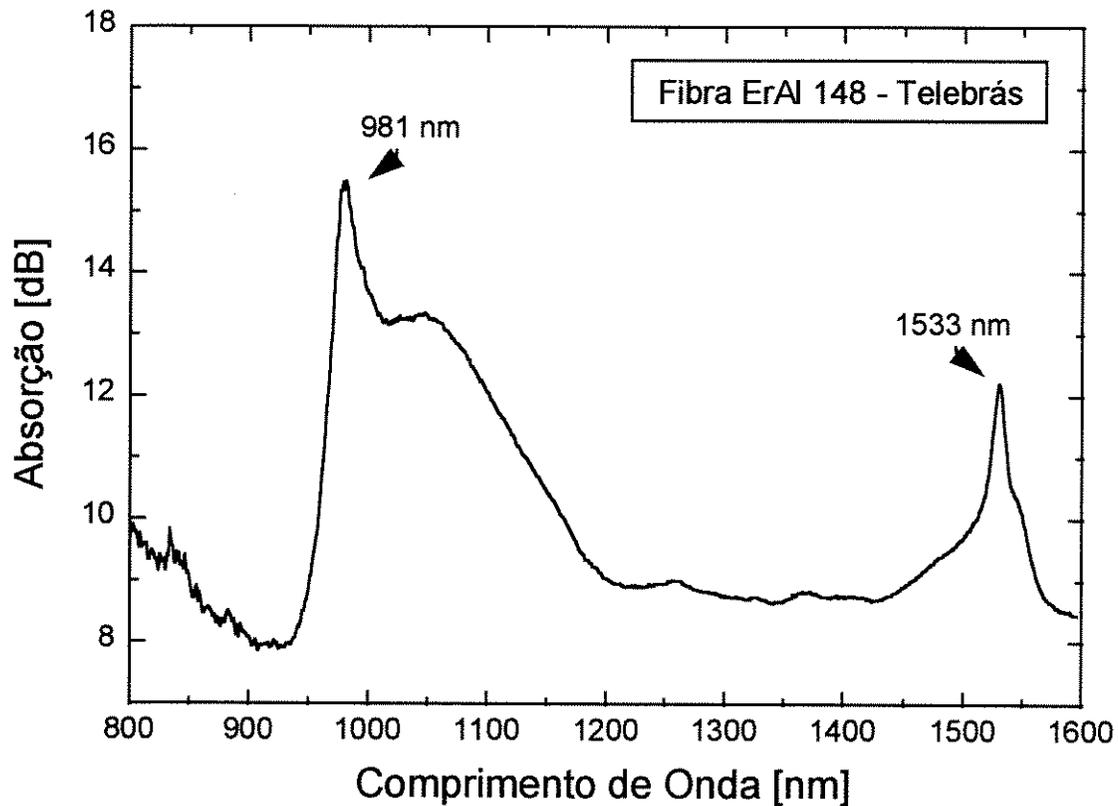


Fig. 5.8 - Espectro de absorção da amostra de fibra dopada com érbio (ErAl 148).

Podemos notar, na Fig. 5.8, a presença de um pico de absorção intenso em 981 nm e outro, de menor intensidade, em 1533 nm, concluindo que, para o caso desta fibra, o comprimento de onda de bombeio mais adequado é o de 980 nm. Caso esta fibra fosse bombeada em 1480 nm, certamente não teríamos a mesma eficiência. Na Tabela 5.4, o fabricante também informa que o comprimento de onda de bombeio de 980 nm é o mais apropriado para esta fibra.

5.4 - Caracterização do Ganho do Amplificador Óptico.

Basicamente, para caracterizarmos o ganho do amplificador óptico é necessário um laser de sinal sintonizável e um analisador de espectro óptico (OSA), de boa resolução, conectado a um microcomputador através de um cabo GPIB. O esquema de montagem utilizado é apresentado na Fig 5.9.

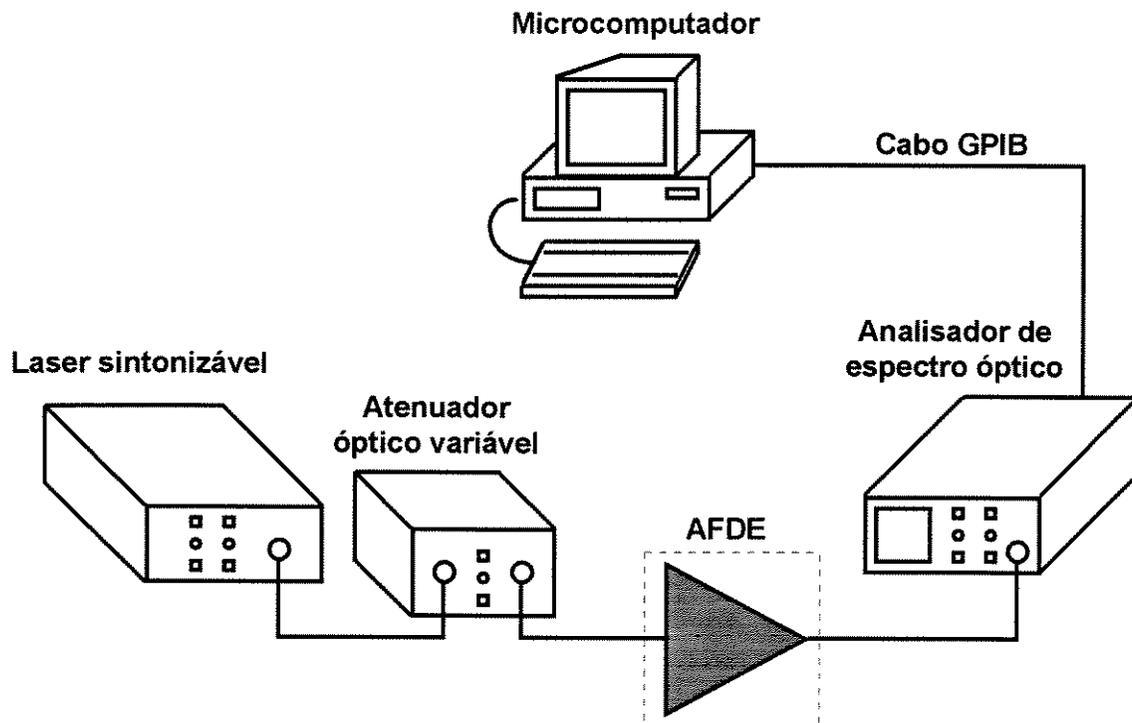


Fig. 5.9 - Esquema de montagem utilizado na caracterização do ganho do amplificador óptico.

O laser sintonizável (*Tunics*) é capaz de variar o comprimento de onda de emissão desde 1480 nm até 1580 nm, mantendo a potência de saída aproximadamente constante.

O atenuador óptico variável é necessário, pois a mínima potência que o *Tunics* consegue fornecer em sua saída é de -10 dBm e, algumas vezes, foi necessário aplicar potências da ordem de -50 dBm, na entrada do AFDE. A configuração do amplificador óptico utilizada nestas medidas é a mesma apresentada na Fig. 5.1.

Primeiramente, investigamos qual a máxima potência de bombeio que poderia ser aplicada à fibra dopada, sem que ocorresse oscilações no amplificador. Para isto, observamos o espectro de emissão da fibra dopada na tela do analisador de espectro, sem sinal aplicado na entrada do AFDE (somente com aplicação do bombeio). Fomos aumentando a potência de bombeio até que, em 110 mW, começou a ocorrer oscilações no pico de 1533 nm. A Fig. 5.10 ilustra este resultado.

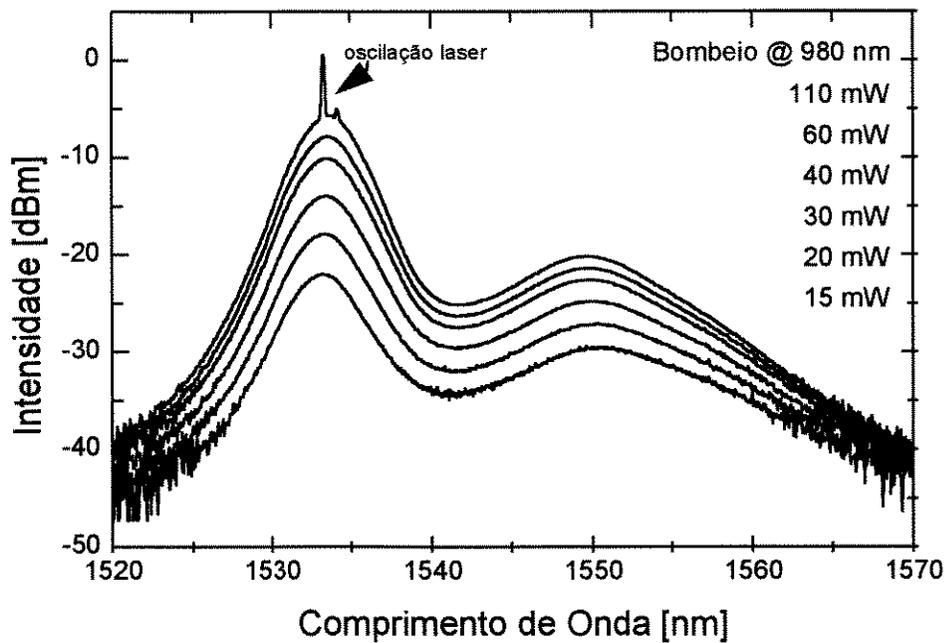


Fig. 5.10 - Espectro de emissão da fibra dopada com érbio, para diferentes potências de bombeio.

Portanto, a máxima potência de bombeamento da fibra dopada com érbio, utilizada nos experimentos, foi de 110 mW.

Com o analisador de espectro devidamente calibrado, nos foi permitido ler os valores de potência, em dBm, diretamente, utilizando o recurso *Marker* do instrumento.

Então, mantendo a potência de saída do *Tunics* constante, variamos o comprimento de onda do sinal, varrendo a faixa de 1520 nm até 1570 nm, com passos de 1 nm. As medidas foram realizadas para três diferentes níveis de sinal na entrada (-30 dBm, -15 dBm e -3 dBm). Desta forma, obtivemos o comportamento do ganho do amplificador, nesta faixa espectral, para os respectivos níveis de sinal. O ganho é dado pela expressão:

$$G[dB] = P_{Saída} [dBm] - P_{Entrada} [dBm] \quad (5.9)$$

Os resultados são apresentados na Fig. 5.11(a). Repare na forte compressão que o ganho sofre, devido ao aumento do nível do sinal aplicado à entrada.

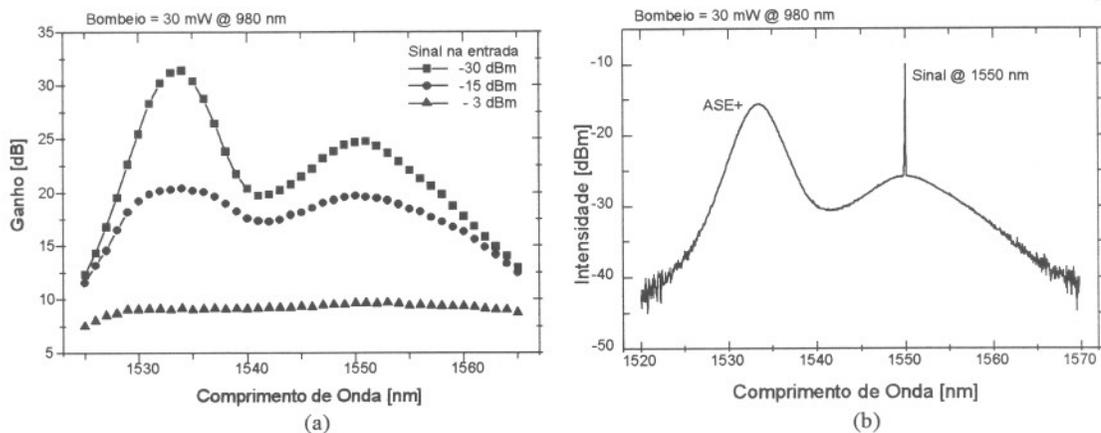


Fig. 5.11 - (a) Espectro de ganho do AFDE, para diferentes potências de sinal na entrada e (b) espectro de saída do AFDE, com sinal sendo amplificado.

A Fig. 5.11(b) apresenta o espectro de emissão na saída do AFDE, com um sinal sendo amplificado em 1550 nm. É interessante observar a grande semelhança entre o espectro apresentado nesta Figura, com a distribuição espectral do ganho do amplificador, apresentado na Fig. 5.11(a), quando este sofre compressão desprezível. Isto comprova o fato do AFDE apresentar ganho mais elevado nos comprimentos de onda em que o espectro de emissão (ASE) é mais intenso. No caso deste amplificador, os comprimentos de onda que apresentam picos no ganho são os de 1533 nm e 1552 nm. Daqui em diante, todas as caracterizações serão realizadas para os sinais nestes dois comprimentos de onda.

Em seguida, obtivemos várias curvas de resposta do AFDE. Primeiramente, fomos aumentando a potência do sinal na entrada e medindo a potência deste sinal na saída, diretamente, em dBm. Estas medidas foram realizadas para três potências de bombeio (60 mW, 30 mW e 15 mW). A Fig. 5.12(a) ilustra os resultados obtidos para o sinal em 1533 nm e a Fig. 5.12(b) para o sinal em 1552 nm.

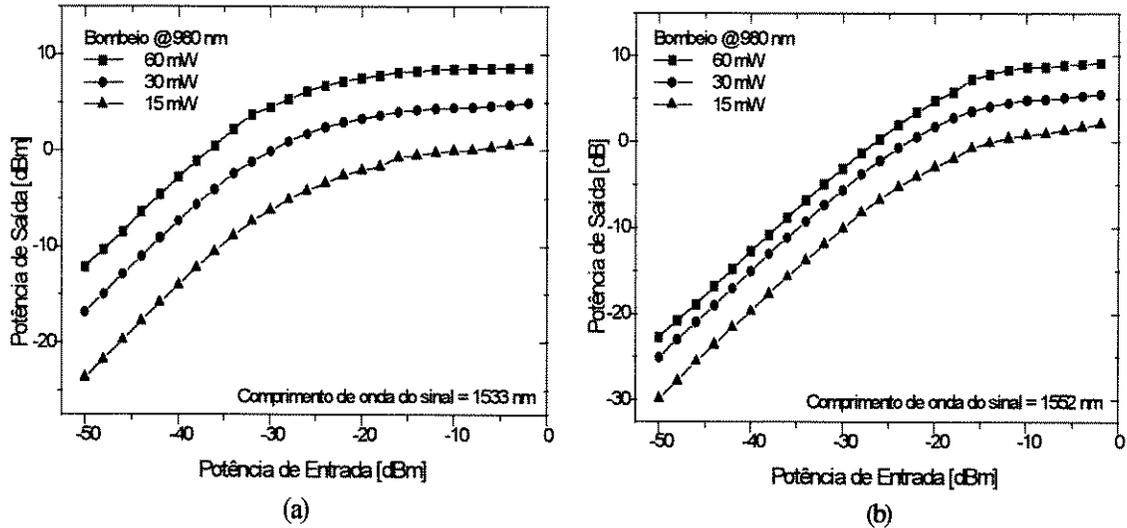


Fig. 5.12 - Curvas de resposta do AFDE, para diferentes potências de bombeio, nos comprimentos de onda de sinal igual a (a) 1533 nm e (b) 1552 nm.

É interessante observar que a resposta do AFDE é linear até um certo nível de sinal na entrada, a partir do qual começa a ocorrer a compressão do ganho. A obtenção destas curvas é de grande importância para que se otimize o valor da potência de sinal que deve ser aplicado na entrada do amplificador.

Com os dados da Fig. 5.12 em mãos e utilizando a Expressão (5.9), obtivemos as curvas de ganho em função das potências de sinal na entrada e na saída do amplificador, apresentados nas Figuras 5.13 e 5.14, respectivamente.

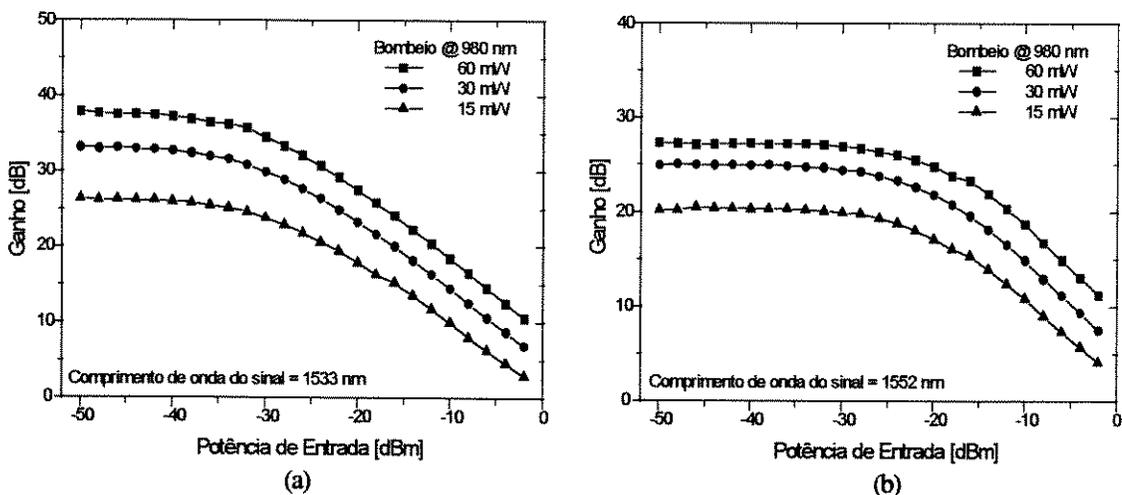


Fig. 5.13 - Ganho em função da potência do sinal na entrada do AFDE, para diferentes potências de bombeio, nos comprimentos de onda do sinal igual a (a) 1533 nm e (b) 1552 nm. Observe o acréscimo do ganho de acordo com a potência de bombeio.

Podemos observar, na Fig. 5.13(a), que para as três potências de bombeio, o ganho do AFDE sofre compressão de 3 dB, quando o nível do sinal na entrada é de, aproximadamente, -30 dBm. A este nível de sinal nos referimos como sendo a potência de saturação de sinal do amplificador (P_{SAT}). Na Fig. 5.13(b), o P_{SAT} é de aproximadamente -23 dBm. Pelo fato do ganho do dispositivo ser maior em 1533 nm, é necessário uma menor potência de sinal de entrada para saturar o ganho, do que em 1552 nm. A Fig. 5.14 ilustra, em ambos os casos, que podemos atingir maiores potências de saída, com o aumento da potência de bombeio.

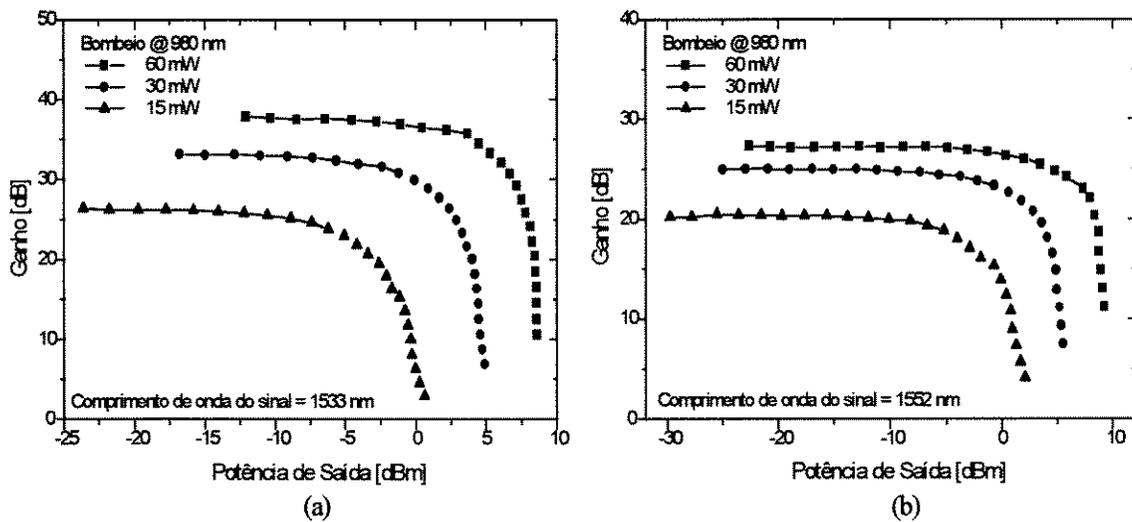


Fig. 5.14 - Ganho em função da potência do sinal na saída do AFDE, para diferentes potências de bombeio, nos comprimentos de onda do sinal igual a (a) 1533 nm e (b) 1552 nm. Observe o acréscimo do ganho de acordo com a potência de bombeio.

5.5 - Caracterização da Figura de Ruído do Amplificador Óptico.

Para calcular a figura de ruído do amplificador óptico, precisamos medir, basicamente, o ganho e a densidade espectral de ASE no comprimento de onda em que se deseja obter o resultado. A densidade espectral de ASE (S_{ASE}), é dada pela potência de ASE por nanometro, medida no comprimento de onda de interesse. O esquema de montagem para efetuar essas medidas é o mesmo da Fig. 5.9, porém a largura de faixa de resolução do analisador de espectro é ajustada para 1 nm, que é o padrão utilizado quando se deseja obter Figura de Ruído. Desta forma, a densidade espectral de ASE já

é dada diretamente pela potência de ASE, lida na tela do instrumento com o *marker*. A figura de ruído pode ser calculada, então, pela expressão [3]:

$$NF = \frac{I}{G} \left[\left(\frac{S_{ASE}(v_o)}{h \cdot v_o} \right) + I \right] \quad (5.10)$$

onde $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ é a Constante de Planck, G é o ganho do amplificador para $v = v_o$ e $v_o = c/\lambda$ é a frequência no comprimento de onda de interesse. Na Expressão (5.10), a unidade da densidade espectral de ASE deve ser convertida de [dBm/nm] para [W/Hz], ou seja:

$$ASE[W/Hz] = \frac{ASE[W]}{\Delta f} \quad (5.11)$$

onde,

$$ASE[W] = 10^{-3} \times 10^{ASE(dBm)/10} \quad (5.12)$$

e

$$\Delta f [Hz] = \frac{c}{\lambda_s - 0,5 \text{ nm}} - \frac{c}{\lambda_s + 0,5 \text{ nm}} \quad (5.13)$$

Substituindo (5.11) em (5.10), obtemos:

$$NF[dB] = 10 \cdot \log \left[\frac{I}{10^{G(dB)/10}} \left[\frac{\lambda \cdot 10^{-3} \cdot 10^{ASE(dBm)/10}}{\left(\frac{1}{\lambda - 0,5} - \frac{1}{\lambda + 0,5} \right) \cdot 59,625} + I \right] \right] \quad (5.14)$$

Variando-se a potência de bombeio (resultando na variação de ganho), a Expressão (5.14) permitiu obtermos os pontos experimentais apresentados nas Figuras 5.15 e 5.16, para comprimento de onda de sinal em 1552 nm e 1533 nm, respectivamente. As medidas foram realizadas para três níveis de sinal de entrada (-30 dBm, -15 dBm e -3 dBm).

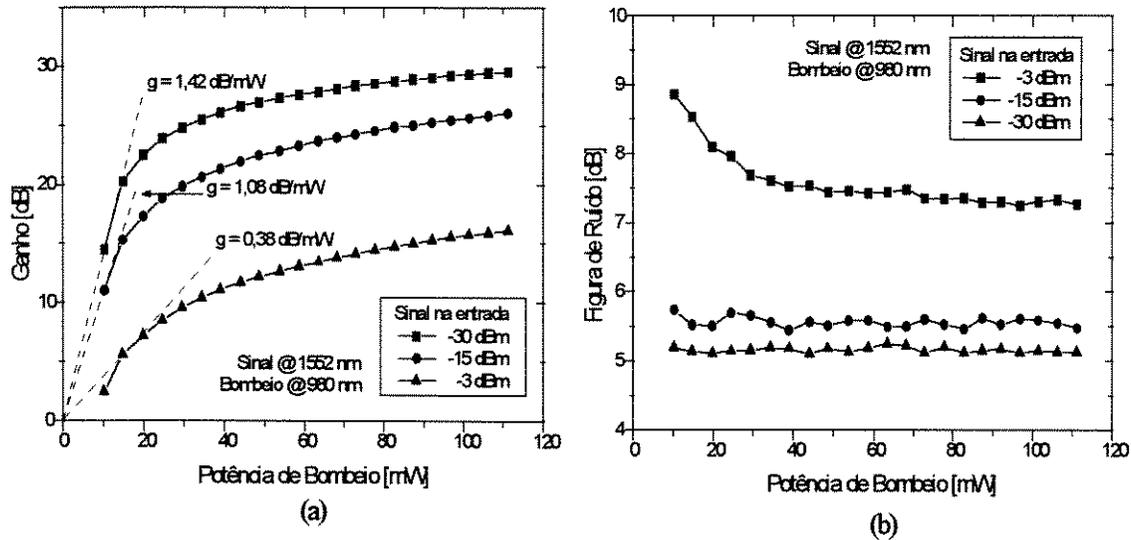


Fig. 5.15 - (a) Ganho e (b) figura de ruído, em função da potência de bombeio, para sinal em 1552 nm e com diferentes níveis na entrada do AFDE.

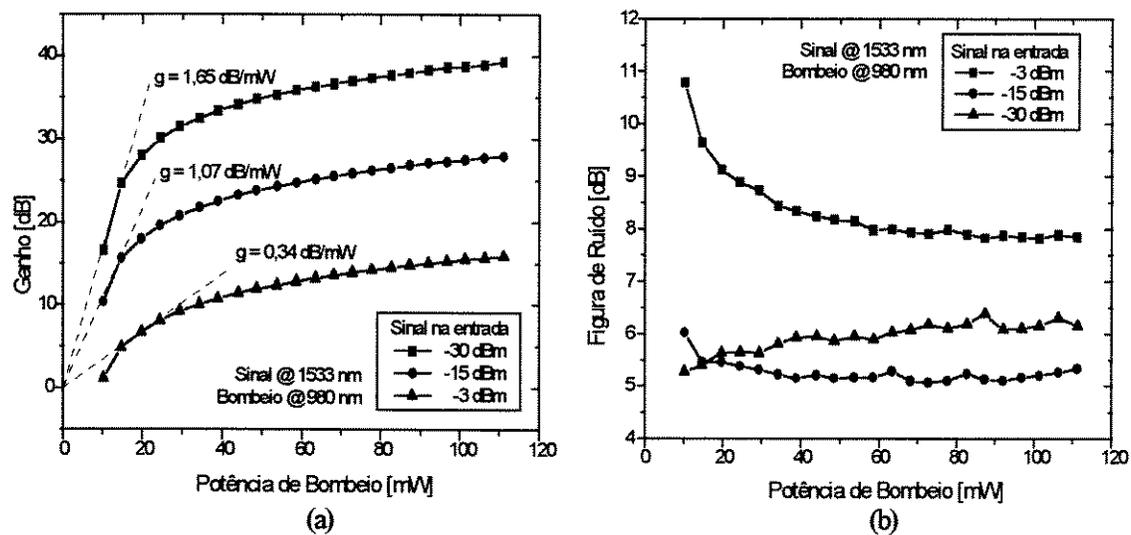


Fig. 5.16 - (a) Ganho e (b) figura de ruído, em função da potência de bombeio, para sinal em 1533 nm e com diferentes níveis na entrada do AFDE.

Nas Figuras 5.15(a) e 5.16(a) são apresentadas as curvas de ganho em função da potência de bombeio para três diferentes níveis de sinal de entrada. Nestas figuras também são apresentadas as retas que tangenciam as curvas de ganho, cuja inclinação define o valor do coeficiente de ganho g , dado em [dB/mW]. É interessante observar que, nos pontos em que as retas tangenciam as respectivas curvas, para pequenas variações na potência de bombeio, resultam em grandes variações de ganho. Portanto, é recomendado que se opere o dispositivo com potências de bombeio elevadas o

suficiente para que, pequenas variações desta, não influenciem de modo significativo no ganho do dispositivo.

As Figuras 5.15(b) e 5.16(b) apresentam as curvas de figura de ruído referentes às curvas de ganho apresentadas nas Figuras 5.15(a) e 5.16(a). Note que, para sinal de entrada com nível igual a -3 dBm, o ganho sofre forte compressão. Conseqüentemente, a figura de ruído resultante é bem maior, quando comparadas com as situações de potências de sinal menores. Para sinais de baixa intensidade, a figura de ruído deste amplificador apresenta valores entre 5 dB e 6 dB.

Em seguida, repetimos as medidas, porém mantivemos a potência de bombeio fixa em 60 mW e variamos o comprimento de onda do sinal de 1520 nm até 1570 nm, com passos de 2 nm. Desta forma, obtivemos o comportamento espectral da figura de ruído do dispositivo. A Fig. 5.17 apresenta os resultados nestas medidas.

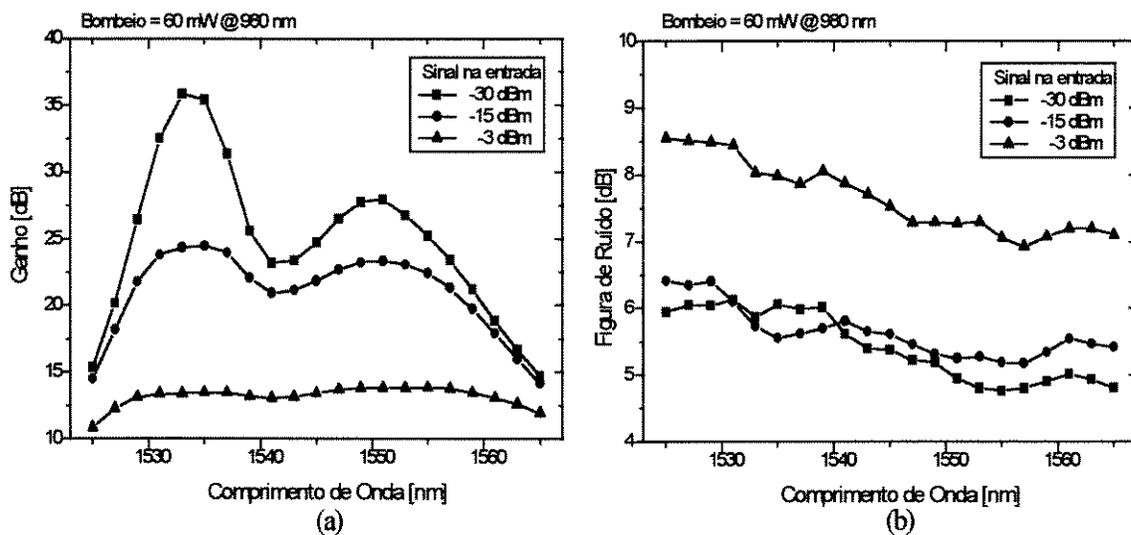


Fig. 5.17 - (a) Ganho e (b) figura de ruído, em função do comprimento de onda, para diferentes níveis de sinal na entrada. A potência de bombeio foi mantida fixa em 60 mW.

Devemos observar, na Fig. 5.17(b), que a figura de ruído tende a diminuir com o aumento do comprimento de onda. Este comportamento depende de características intrínsecas do material dopante (neste caso o érbio) utilizado na fibra e estão de acordo com experimentos realizados nas Referências [4] e [19].

5.6 - Fator de Mérito do Amplificador Óptico.

Quando se inicia o projeto de um AFDE, uma das questões técnicas mais discutidas é a respeito do comprimento ótimo de fibra dopada que deve ser utilizada na construção do amplificador. Existem vários trabalhos que trazem expressões do cálculo deste comprimento ótimo [4],[20]. Estas expressões apresentam, na maioria das vezes, resultados imprecisos e tratam somente do ganho do amplificador, para uma dada potência de bombeio, não levando em conta a figura de ruído deste. Na prática, o comprimento ótimo da fibra pode ser determinado pelo método destrutivo de *cut-back*, já mencionado no Capítulo 4 deste trabalho.

Como não dispomos de grande quantidade de fibra dopada, invertamos a questão. Ou seja, para uma fibra dopada com 66 metros de comprimento, qual a potência de bombeio ótima que deve ser aplicada nesta fibra?

Para responder esta questão, definimos um *Fator de Mérito*, que relaciona o ganho e a figura de ruído do amplificador óptico e é dado por [8]:

$$FM = \frac{NF - 1}{G} \quad (5.15)$$

ou

$$FM = \frac{10^{NF(dB)/10} - 1}{10^{G(dB)/10}} \quad (5.16)$$

A definição apresentada pela Expressão (5.15) indica que o ganho e figura de ruído são inversamente proporcionais, e que, devido ao fato da figura de ruído estar no numerador e o ganho no denominador da expressão, o melhor fator de mérito desejável é o que apresenta o menor valor possível.

Substituindo os dados apresentados nas Figuras 5.15 e 5.16 na Expressão (5.16), obtemos as curvas de fator de mérito apresentados na Fig. 5.18.

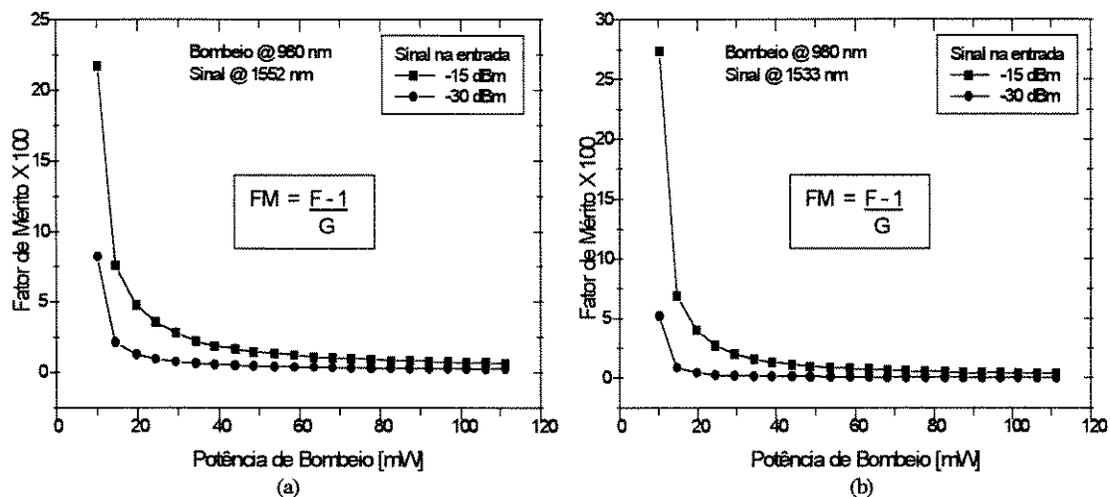


Fig. 5.18 - Fator de mérito do amplificador óptico, para comprimento de onda do sinal em (a) 1552 nm e (b) 1533 nm, e para diferentes níveis de sinal de entrada.

Pedemos observar na Fig. 5.18 que, para potências de bombeio acima de 50 mW, o fator de mérito torna-se aproximadamente constante. Lembramos, também, que, para potência de bombeio igual a 110 mW, houve oscilações no pico de 1533 nm. Portanto, qualquer potência de bombeio entre 50 mW e 100 mW, onde o amplificador apresenta fator de mérito bem reduzido, o desempenho de ganho e figura de ruído é bastante satisfatório.

A potência de bombeio do AFDE deve ser ajustada, então, conforme os requisitos de ganho e figura de ruído do sistema em que este se encontra instalado. As Figuras 5.15, 5.16 e 5.18 compõem um conjunto adequado para que o operador saiba ajustar a potência de bombeio do amplificador.

Capítulo 6 - Técnicas de Controle Automático de Ganho em Amplificadores Ópticos a Fibra Dopada com Érbio.

6.1 - Necessidade de Estabilizar-se o Ganho do AFDE.

Com o rápido crescimento da demanda de telecomunicações, especialmente na área de comunicações ópticas, tornou-se necessário o emprego de técnicas de multiplexação de vários canais em comprimentos de onda distintos, com o objetivo de melhor aproveitar a grande capacidade de transmissão da fibra óptica. A esta técnica dá-se o nome de WDM (*Wavelength Division Multiplexing*).

Atualmente, cada canal WDM é modulado com taxas de informação que chegam, tipicamente, a 2,5 Gbps. Para o amplificador óptico a fibra dopada, a taxa de informação não é fator limitante e sim o nível médio deste sinal que é aplicado em sua entrada. No Capítulo 5, apresentamos diversas caracterizações feitas no protótipo de AFDE montado em laboratório. Entre elas, mostramos curvas que ilustram a compressão do ganho do amplificador devido ao aumento do sinal aplicado na entrada.

Um sistema WDM, apresentando uma topologia típica, como a da Fig. 6.1, impõe algumas demandas técnicas ao desempenho dos AFDE's [21].

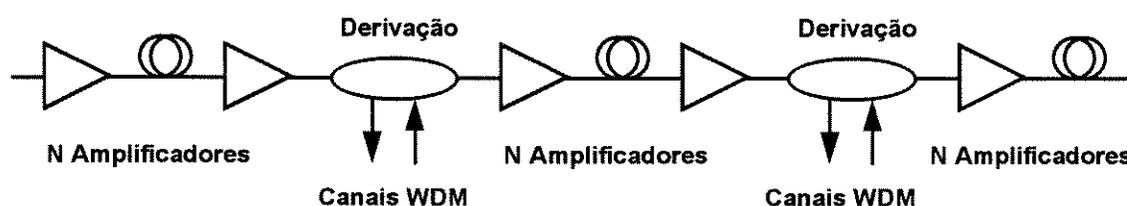


Fig. 6.1 - Topologia típica de sistemas WDM, utilizando amplificadores ópticos a fibra dopada com érbio.

Vamos supor que o enlace óptico, representado na Fig. 6.1, interliga Porto Alegre [RS] a Natal [RN], passando por diversas cidades de grande porte. Supomos também que, São Paulo e Belo Horizonte, representam pontos de derivação, onde são efetuadas inserções e retiradas de canais WDM.

Vamos admitir que, entre São Paulo e Belo Horizonte, existam N amplificadores ópticos e que o número de canais WDM sendo transmitidos varie

de 1 a 10, aleatoriamente no tempo. Admitindo-se, também, que os AFDE's possuem um comportamento espectral aproximadamente homogêneo, e que cada canal WDM chega na entrada do primeiro AFDE com uma potência de $100 \mu\text{W}$ (-10 dBm), podemos observar, na Fig. 6.2, o efeito de compressão da ASE (e, conseqüentemente, do ganho) deste amplificador, para diferentes níveis de um sinal aplicados na sua entrada.

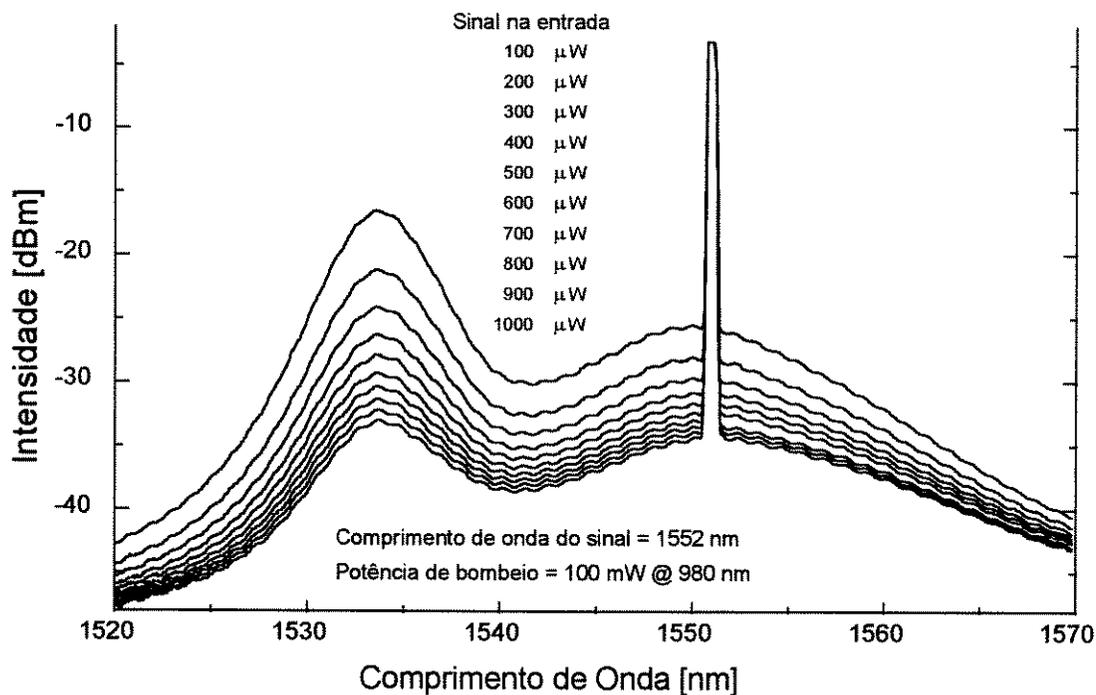


Fig. 6.2 - Compressão da ASE do amplificador óptico, para diferentes níveis de sinal aplicados na sua entrada.

Note que, na Fig. 6.2, apresentamos um único canal variando de $100 \mu\text{W}$ a $1000 \mu\text{W}$. Como o comportamento espectral deste AFDE é, aproximadamente, homogêneo, podemos afirmar que este resultado seria praticamente equivalente, se aplicássemos de 1 a 10 canais, em comprimentos de onda distintos, de $100 \mu\text{W}$ cada um. Isto significa, resumidamente, que o ganho do AFDE, ou melhor, de todo o enlace entre dois pontos de derivação, irá depender do número de canais WDM que estão sendo transmitidos. Isto pode resultar em variações aleatórias de parâmetros que medem o desempenho do sistema, como por exemplo, BER (*Bit Error Rate*).

Para superar esta limitação dos AFDE's, foram desenvolvidas algumas técnicas de controle automático de ganho (CAG), totalmente passivas, utilizando apenas

componentes ópticos de baixo custo [22],[23],[24],[25],[26]. Mostraremos que basta implementar CAG no primeiro AFDE do enlace (entre dois pontos de derivação) que todos os demais amplificadores estarão, também, automaticamente estabilizados [21]. Isso ocorre porque, estando o primeiro AFDE utilizando CAG, este entregará em sua saída, uma potência óptica aproximadamente constante, independentemente do número de canais WDM que estão sendo transmitidos. Desta forma, o segundo AFDE deste enlace, irá “enxergar” em sua entrada uma potência óptica sempre constante. Conseqüentemente, o ganho de todo o enlace será invariável com o número de canais WDM transmitidos [21].

Nos tópicos seguintes, serão apresentadas algumas técnicas de controle automático de ganho experimentadas em laboratório e que utilizam o AFDE já caracterizado no Capítulo 5.

6.2 - Técnica de CAG Utilizando a Configuração Laser em Anel.

Uma das técnicas mais conhecidas para implementar o CAG em amplificadores ópticos a fibra dopada, consiste em realimentar parte da ASE, na saída, à entrada do amplificador. Desta forma, o sinal realimentado será amplificado diversas vezes, circulando por uma malha fechada, que podemos chamar de “laço” ou “anel óptico”. O resultado final será o surgimento de uma oscilação interna à fibra dopada, que por sua vez provocará uma compressão e um travamento do nível da ASE, na saída do amplificador. Esta configuração é também conhecida como “laser em anel”. A Fig. 6.3 apresenta um modelo matemático simplificado, deste esquema de CAG [22],[27].

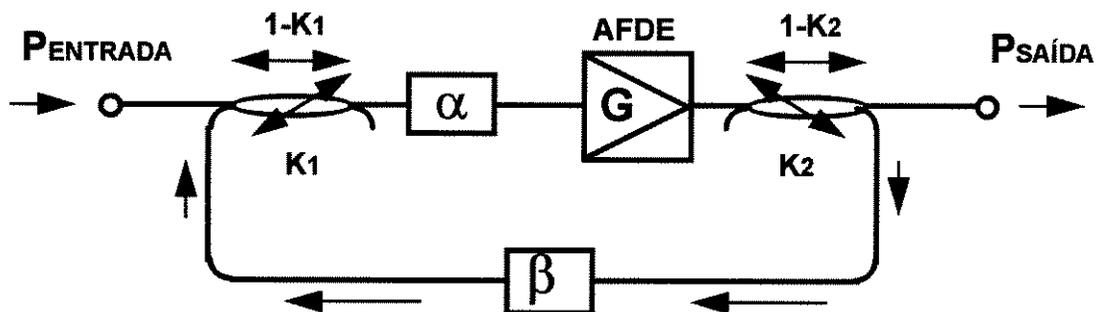


Fig. 6.3 - Modelo de CAG utilizando a configuração de laser em anel.

Neste modelo, o amplificador óptico apresenta um ganho G e uma perda intrínseca α . Parte do sinal na saída do amplificador, é realimentada à entrada, através de acopladores ópticos, com fatores de acoplamento K_1 e K_2 e, também, por um atenuador com fator de atenuação β . Equacionando o ramo do sinal, temos que a potência de saída é dada por:

$$P_{SAIDA} = G(I - K_1)(I - K_2)(I - \alpha)P_{ENTRADA} \quad (6.1)$$

Quando a fibra dopada atinge um certo nível de inversão de população, devido ao bombeamento, o ganho G do amplificador torna-se grande o suficiente para compensar as perdas α e β , provocando uma oscilação laser através do ramo de realimentação. Nesta situação, se as variações de α e β forem lentas, a equação do ganho fica:

$$G = \frac{I}{K_1 K_2 (I - \alpha)(I - \beta)} \quad (6.2)$$

Admitindo-se que α independe do estado de polarização, podemos substituir (6.2) em (6.1), obtendo:

$$P_{SAIDA} = \frac{(I - K_1)(I - K_2)}{K_1 K_2 (I - \beta)} P_{ENTRADA} \quad (6.3)$$

Nota-se, na Expressão (6.3), que a potência de saída não depende de α , que representa as perdas do amplificador. Além disso, sendo os fatores de acoplamento K_1 e K_2 fixos, a potência de saída pode ser ajustada, implementando-se β através de um atenuador óptico variável. Se os acopladores utilizados forem de 3 dB (o que é usual), as constantes K_1 e K_2 serão iguais a 0,5. Portanto, a Expressão (6.3) simplifica-se para:

$$P_{SAIDA} = \frac{P_{ENTRADA}}{(I - \beta)} \quad (6.4)$$

A Fig. 6.4 ilustra um esquema de implementação do amplificador óptico, utilizando a técnica de CAG com esquema laser em anel [22], [23].

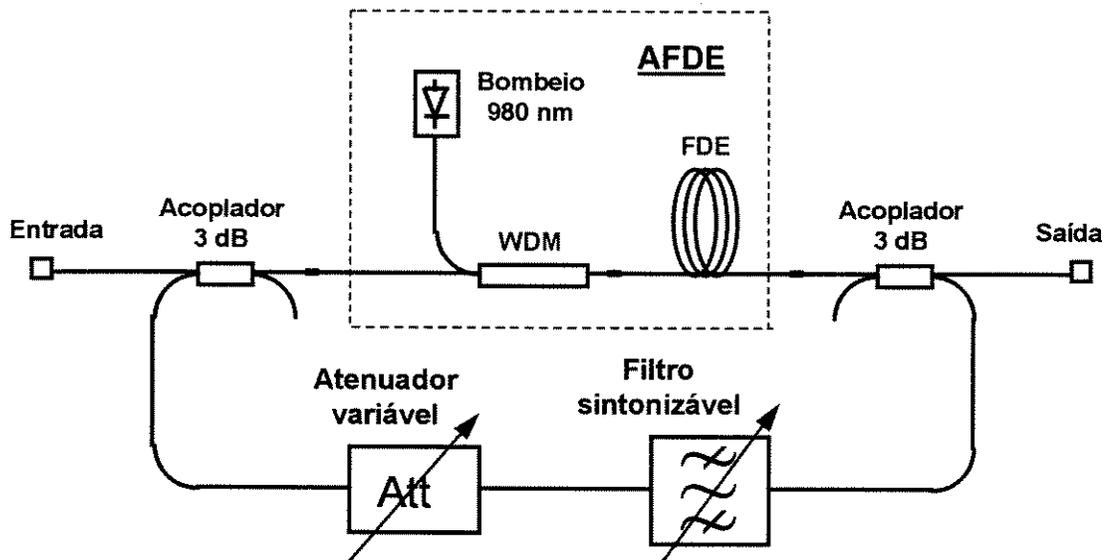


Fig. 6.4 - Implementação de modelo de CAG, utilizando a configuração laser em anel.

Na Figura 6.4, o filtro sintonizável seleciona o comprimento de onda em que ocorrerá a oscilação.

Existe, naturalmente, um determinado comprimento de onda onde o amplificador oscilará com maior facilidade. Sintonizando o filtro óptico neste determinado comprimento de onda, necessitaremos de uma menor potência de bombeio para iniciar a oscilação, quando comparado a outro comprimento de onda de sintonia do filtro.

Para um sistema laser simplificado, de dois níveis, o coeficiente de ganho do amplificador é dado por $g = \sigma_e \cdot N_2 - \sigma_a \cdot N_1$ (já visto no Capítulo 3), onde σ_e e σ_a são, respectivamente, as secções transversais de emissão e absorção, e, N_1 e N_2 são as densidades de população do nível fundamental e do nível excitado.

As variações do ganho de sinal devido a variações nas perdas do laço óptico (ou da cavidade óptica), no comprimento de onda de oscilação laser (γ_ℓ), são dadas por [24]:

$$\frac{dg_s}{d\gamma_\ell} = \frac{\sigma_a(\lambda_s) + \sigma_e(\lambda_s)}{\sigma_a(\lambda) + \sigma_e(\lambda)} \quad (6.5)$$

onde, $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$, é o comprimento de onda do sinal selecionado.

Da tabela do Apêndice 4, podemos obter os dados a serem substituídos em (6.5). No numerador da Expressão (6.5), colocamos, por exemplo [24], o valor de $(\sigma_e + \sigma_a)$ para o comprimento de onda do sinal (1550 nm). No denominador, fazemos uma “varredura” de $(\sigma_e + \sigma_a)$ para os comprimentos de onda variando desde 1500 nm até 1580 nm. O resultado obtido é mostrado na Fig. 6.5.

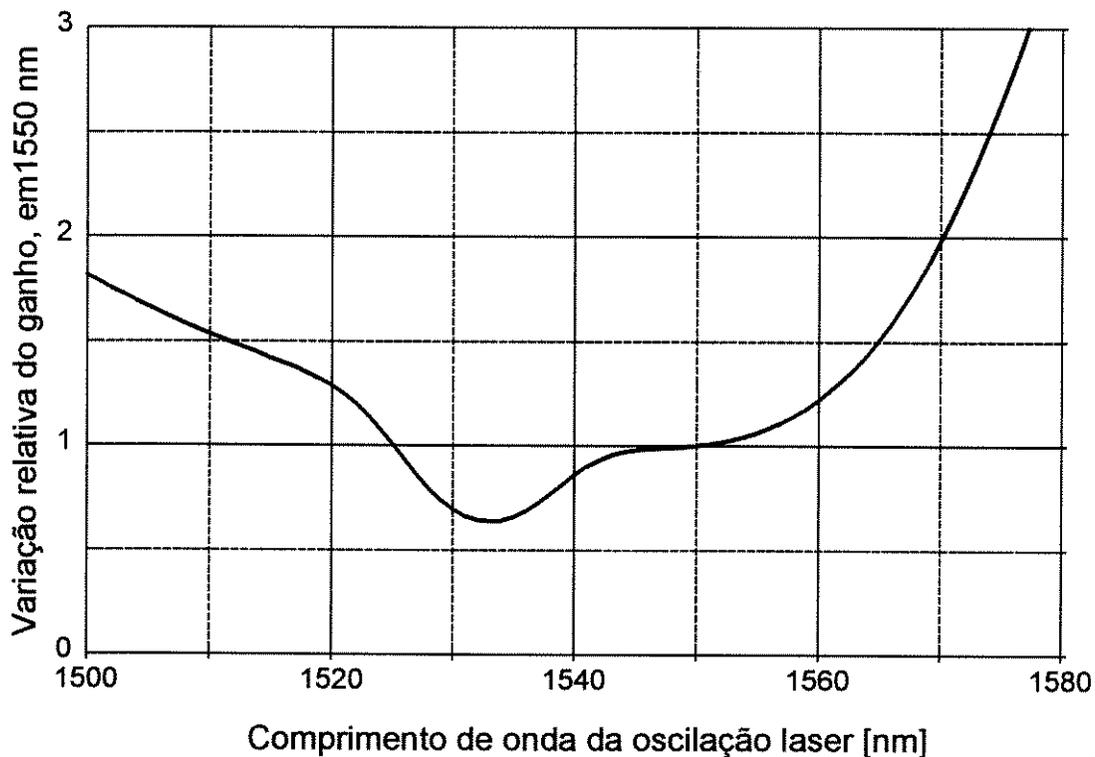


Fig. 6.5 - Variação do ganho do amplificador devido a variações nas perdas do laço óptico (ou da cavidade óptica), para sinal em 1550 nm.

Notamos, na Fig. 6.5, um ponto em 1533 nm, onde ocorre mínima variação do ganho. Podemos dizer que, para este comprimento de onda da oscilação laser, a variação do ganho é mínima. Portanto, sintonizando o filtro óptico neste comprimento de onda, necessitaremos de uma menor potência de bombeio para iniciar a oscilação no amplificador.

A caracterização do filtro óptico, sintonizado em 1533 nm, realizada em laboratório, é apresentada na Fig. 6.6.

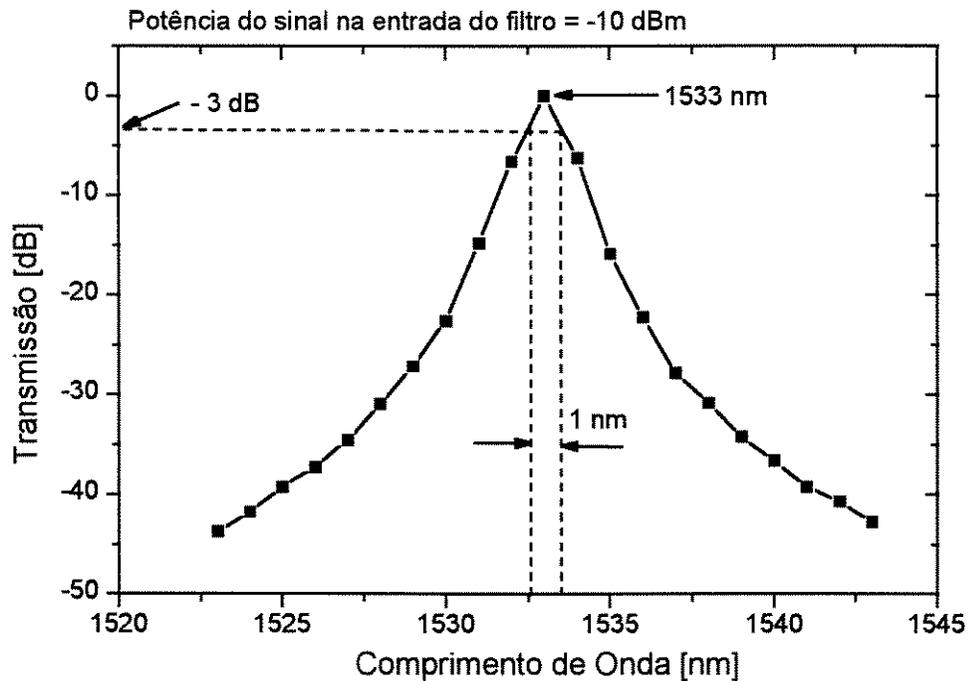


Fig. 6.6 - Caracterização do filtro óptico, sintonizado em 1533 nm.

Para este filtro temos que a largura de banda, onde o sinal cai 3 dB, é de 1 nm, e, a perda de inserção, no comprimento de onda central, é de 2 dB, aproximadamente.

A Fig. 6.7 ilustra o espectro de saída do amplificador para dois níveis distintos de potência de bombeio. Em ambos os casos, a potência de sinal na entrada foi mantida constante e a atenuação do laço β foi de, aproximadamente, 15 dB (incluindo a perda de inserção do filtro).

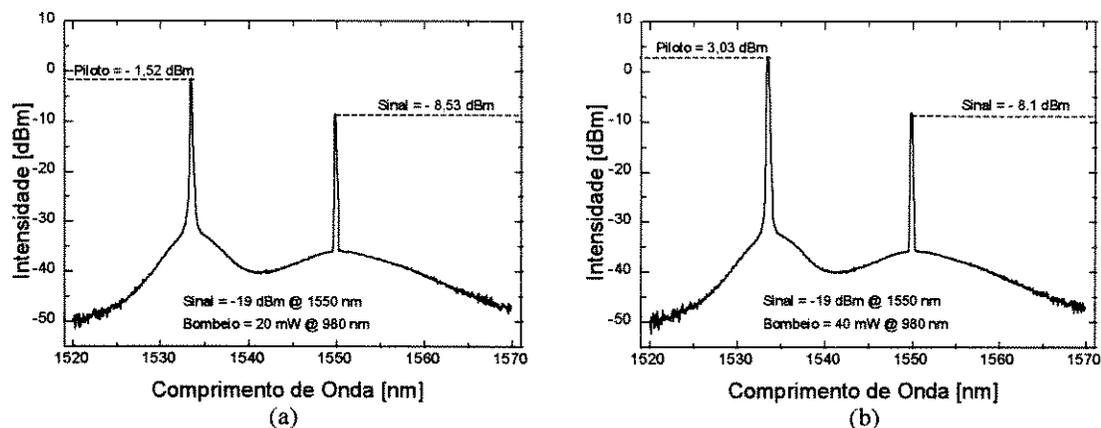


Fig. 6.7 - Espectro de saída do AFDE utilizando o esquema de laser em anel, com potência de bombeio igual a (a) 20 mW e (b) 40 mW.

Devemos observar, também, que a intensidade do sinal piloto aumentou devido ao acréscimo na potência de bombeio, mas o nível da ASE e do sinal amplificado permaneceram quase inalterados, variando menos que 0,5 dB. Isso comprova o “travamento” da ASE citado anteriormente e, conseqüentemente, o ganho também torna-se fixo.

Em seguida, a Fig. 6.8 apresenta um gráfico ilustrando o quanto o sinal piloto e o sinal amplificado variam em função da intensidade da potência de bombeio. Como acabamos de comentar, o sinal piloto aumenta consideravelmente, enquanto o sinal amplificado permanece, praticamente, inalterado.

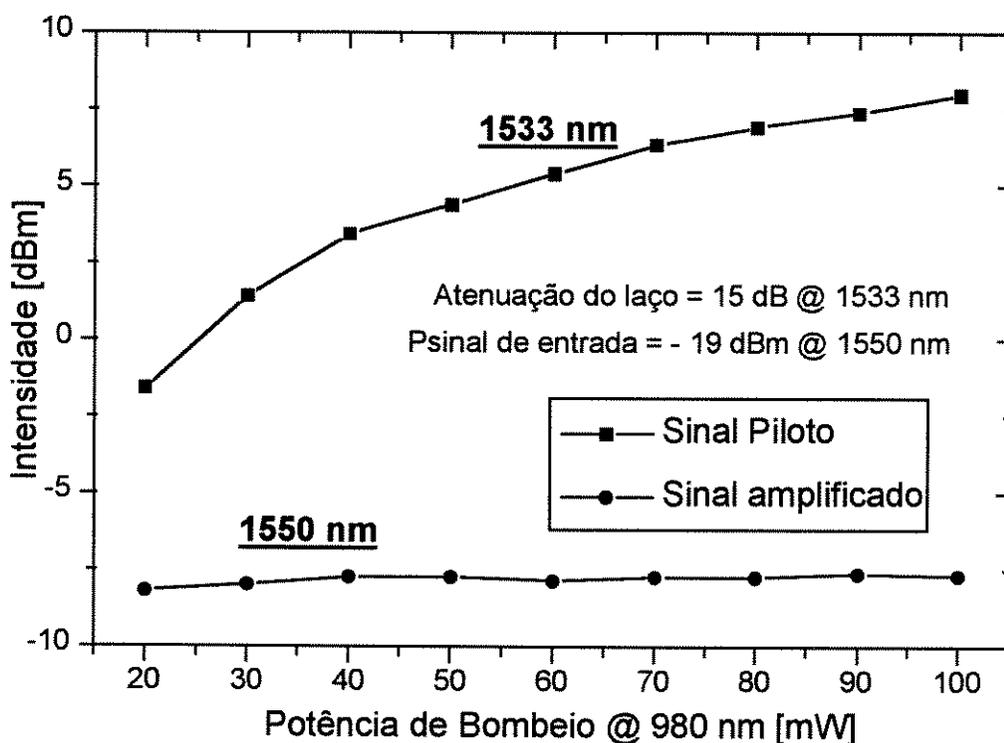


Fig. 6.8 - Variação do sinal piloto e do sinal amplificado em função da intensidade da potência de bombeio.

Podemos, agora, apresentar uma nova caracterização onde a potência de bombeio é mantida constante e faz-se variar a intensidade do sinal na entrada do amplificador. A potência de bombeio foi fixada em 27 mW @ 980 nm e a atenuação do laço é a mesma do caso anterior (15 dB). A Fig. 6.9 ilustra o resultado. Notem que, à medida que o sinal na entrada aumenta, o sinal piloto vai cedendo energia

(conseqüentemente perdendo intensidade) para que o sinal seja amplificado. Podemos notar, também, que a resposta do dispositivo é, aproximadamente, linear.

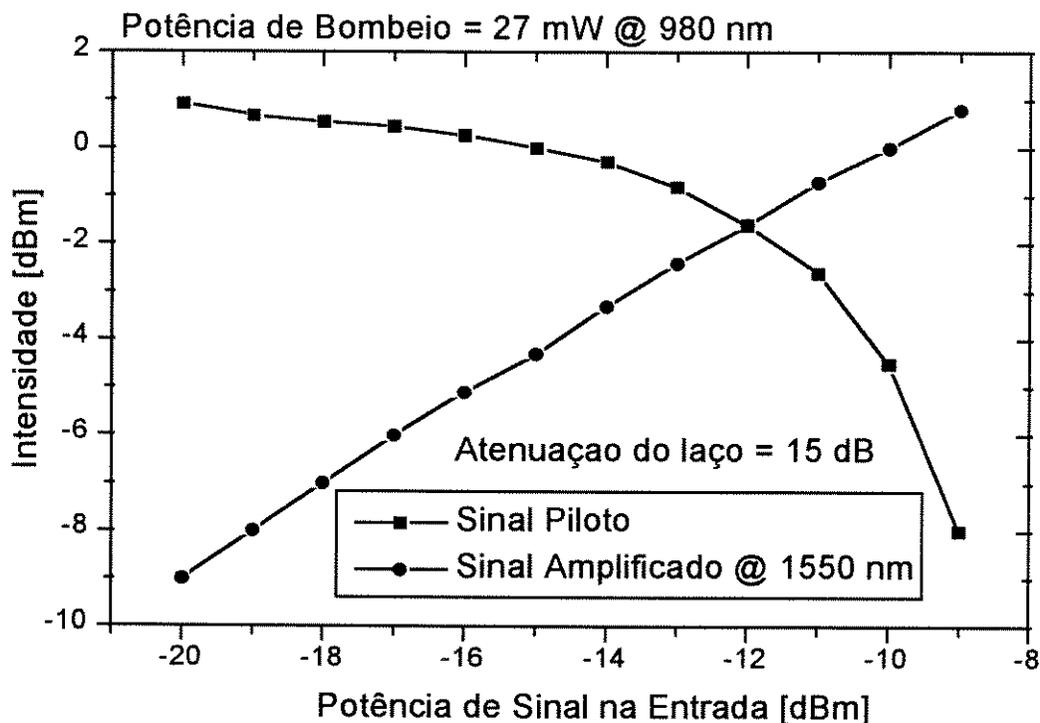


Fig. 6.9 - Variação do sinal piloto e do sinal amplificado em função do sinal de entrada, para potência de bombeio fixa em 27 mW.

Como o comportamento espectral do AFDE é, aproximadamente, homogêneo, isto significa que, se adicionarmos na entrada do amplificador diferentes sinais, espaçados em comprimento de onda, o sinal piloto também irá ceder energia proporcionalmente. A Fig. 6.10 ilustra este efeito.

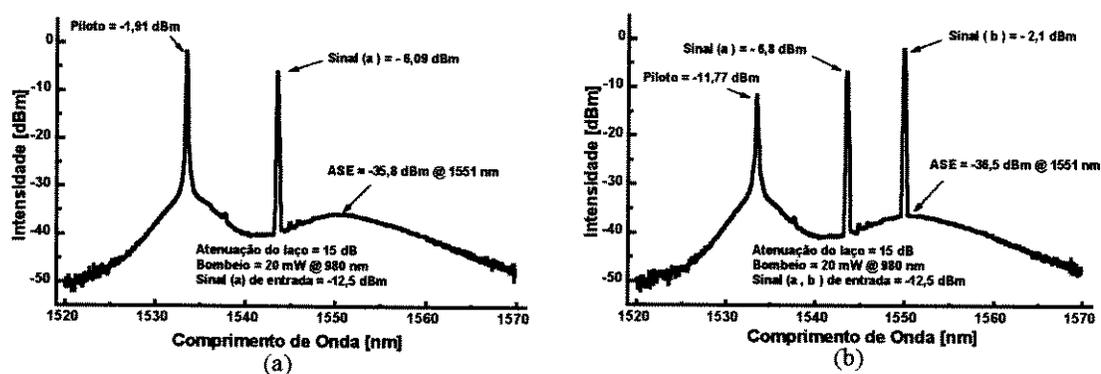


Fig. 6.10 - Espectro de saída do AFDE para (a) um sinal aplicado e (b) dois sinais aplicados.

Notem, na Fig. 6.10(b), que o sinal piloto sofreu uma queda brusca com a inserção do sinal (b) e que o sinal (a) variou pouco (aproximadamente 0,7 dB).

Entretanto, se colocarmos um medidor de potência óptica (*optical power meter*) na saída do amplificador, teremos que o valor resultante da medida será a integração da curva espectral apresentada, e que, neste caso, será praticamente constante, independentemente do número de sinais aplicados na entrada, desde que a somatória das potências destes sinais esteja dentro da faixa de controle automático de ganho do dispositivo. Podemos, nesta situação, dizer que:

$$P_{ASE} + P_{PILOTO} + \sum P_{SINAL}(\lambda) = cte \quad (6.6)$$

No Capítulo 5, foram realizadas medidas que levantaram curvas de resposta do amplificador, ou seja, aumenta-se a potência do sinal na entrada e verifica-se o correspondente aumento do sinal amplificado na saída, para diferentes potências de bombeio (veja Fig. 5.12, no Capítulo 5). Para o AFDE utilizando esquema de CAG, as curvas de resposta serão, aproximadamente, iguais entre si, mesmo variando a potência de bombeio. Na Fig. 6.11 podemos observar esta característica. Naturalmente, o amplificador começa a saturar a partir de um determinado nível de sinal na entrada e, aquele que tiver potência de bombeio menor, irá saturar primeiro.

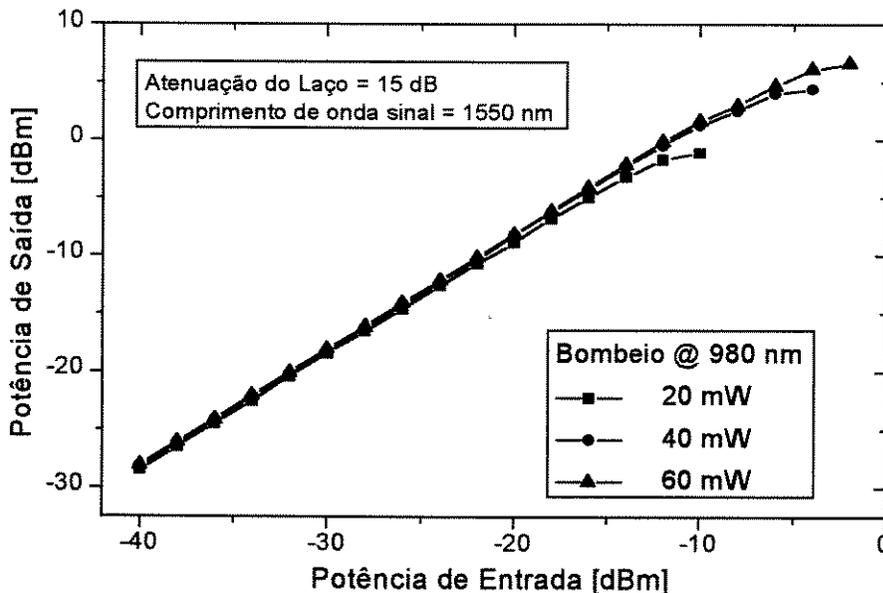


Fig. 6.11 - Curvas de resposta do AFDE utilizando controle automático de ganho, para diferentes potências de bombeio.

A partir das curvas da Fig. 6.11, podemos gerar as curvas de ganho em função da potência de sinal na entrada e as curvas de ganho em função da potência de sinal na saída do amplificador. A Fig. 6.12 ilustra os resultados obtidos.

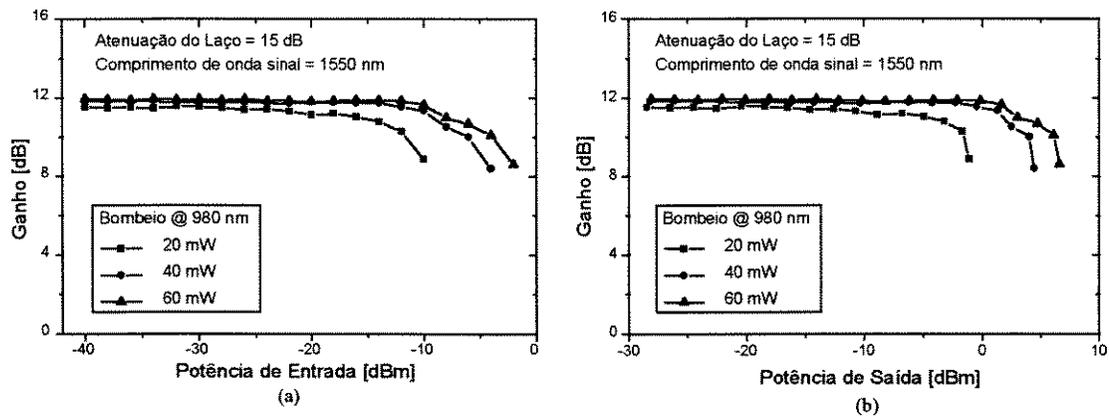


Fig. 6.12 - (a) Ganho em função da potência de entrada e (b) ganho em função da potência de saída do AFDE.

É interessante compararmos as curvas da Fig. 6.12 com as curvas das Figuras 5.13 e 5.14, do Capítulo 5; podemos notar que, para uma ampla faixa de potência de sinal, o amplificador com CAG apresenta o ganho, aproximadamente, constante, independente da potência de bombeio.

Seguindo os mesmos procedimentos realizados no Capítulo 5, levantamos, também, as curvas de ganho e figura de ruído do amplificador óptico com CAG, como função da intensidade da potência de bombeio.

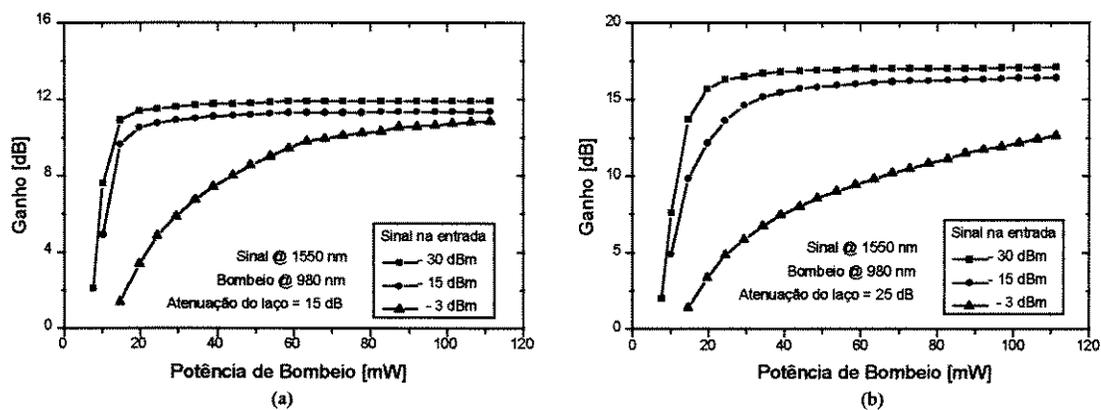


Fig. 6.13 - Ganho em função da potência de bombeio para atenuação do laço igual a (a) 15 dB e (b) 25 dB.

Podemos observar, na Fig. 6.13(b) que, para uma atenuação do laço maior (25 dB), obtivemos maior ganho na saída, pois menos ASE foi desviada pelo laço. Entretanto, foi necessária uma maior potência de bombeio para estabilizar o ganho. Conclui-se, então, que, quanto maior a atenuação do laço, maior será o ganho e, também, maior será a potência de bombeio necessária para estabilizar o ganho do amplificador. Logo, o projetista deve analisar qual a atual necessidade e determinar um ponto de ajuste, que represente um compromisso entre ganho e potência de bombeio do amplificador.

Ainda, na Fig. 6.13, notamos que, para sinais de entrada intensos (-3 dBm), não conseguimos obter a estabilização do ganho. Conclui-se, também, que o amplificador a fibra dopada, utilizando esquema de CAG, apresenta bom desempenho apenas para pequenos sinais de entrada.

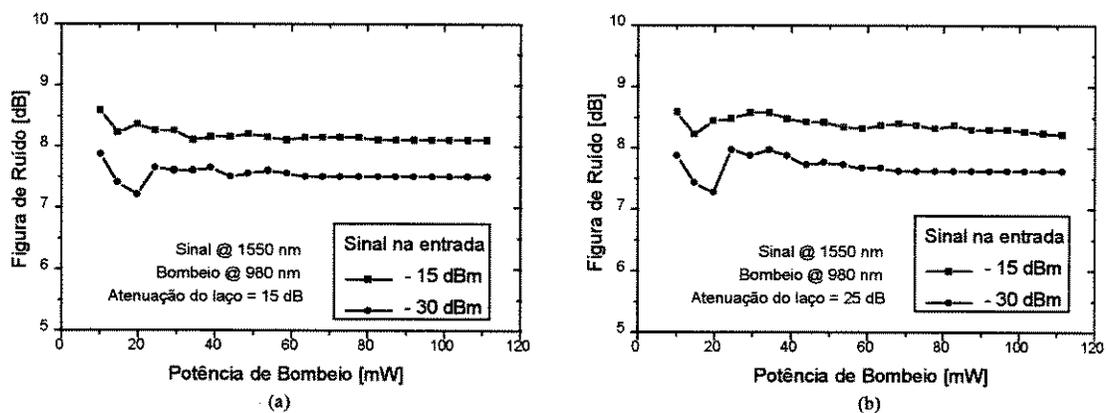


Fig. 6.14 - Figura de ruído do AFDE com CAG, para atenuação do laço igual a (a) 15 dB e (b) 25 dB.

Da Fig. 6.14, notamos que a figura de ruído está, em geral, entre 7,5 e 8,5 dB. Das Figuras 5.15 e 5.16, do Capítulo 5, notamos que, para as mesmas condições de bombeio e sinal na entrada, a figura de ruído encontra-se entre 5 e 6 dB. Ou seja, para o AFDE utilizando controle automático de ganho, além de se pagar o preço de ter um ganho menor, tem-se, também, uma maior degradação da relação sinal/ruído (figura de ruído maior) na saída deste.

6.3 - Observação Experimental do Comportamento Dinâmico do AFDE.

O objetivo deste experimento é observarmos a resposta temporal do amplificador óptico, utilizando ou não CAG e compará-los. Sabemos que o desempenho do AFDE não depende da taxa de bits do sinal aplicado, pois o dispositivo amplifica o nível médio do sinal aplicado em sua entrada. Porém, se a taxa de bits cair, fazendo com que a largura dos pulsos na entrada sejam da ordem de algumas dezenas de mili-segundos, que é da mesma ordem de grandeza do tempo de emissão espontânea do érbio (~ 10 ms), o AFDE começará a perceber estas variações na amplitude do sinal aplicado em sua entrada. Esta situação aplica-se em sistemas WDM, onde, naturalmente, pode existir a necessidade de ligar e desligar canais (inserindo e retirando-os), aleatoriamente.

A Fig. 6.15 apresenta o arranjo experimental utilizado para observar a resposta temporal do amplificador. Nesta montagem, aplica-se um sinal pulsado, em 1550 nm, de aproximadamente 50 ms na entrada do AFDE. Para isto, utiliza-se um laser CW, onde o sinal, na saída, passa por um *chopper*, e é, então, aplicado à entrada do amplificador. O sinal amplificado passa por um filtro sintonizável com largura espectral de 1 nm e, em seguida, é aplicado a um fotodetector ligado a um osciloscópio que possua saída GPIB. A saída GPIB é ligada a um microcomputador PC que digitaliza a tela do osciloscópio.

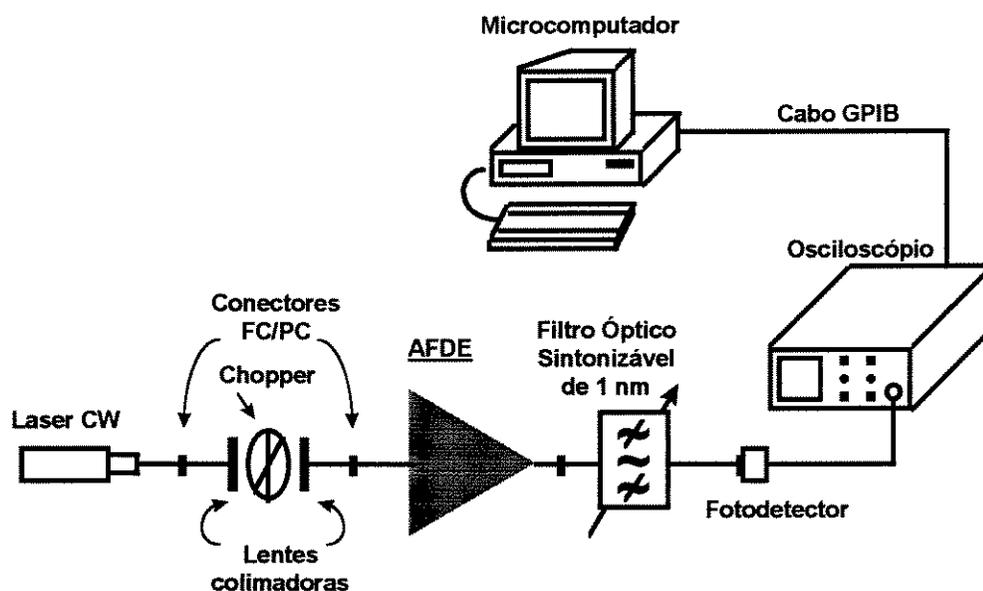


Fig. 6.15 - Arranjo experimental para analisar a resposta temporal do AFDE.

A Fig. 6.16, a seguir, ilustra os resultados obtidos para amplificadores com e sem controle automático de ganho.

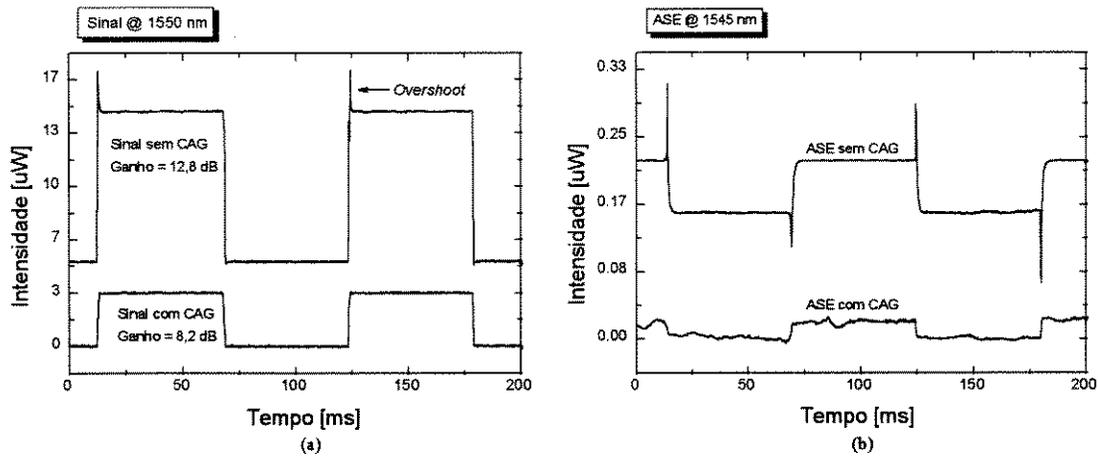


Fig. 6.16 - (a) Resposta temporal do sinal e (b) resposta temporal da ASE, para um sinal pulsado de 50 ms, em 1550 nm.

Na Fig.6.16(a), notamos um ganho maior para o amplificador sem CAG, porém, ocorre um transitório (*overshoot*) no sinal de saída. Este transitório ocorre em toda a faixa espectral da ASE e, conseqüentemente, se refletirá no ganho do dispositivo. Nota-se, na mesma figura, que o AFDE com CAG, embora possua um ganho menor, não apresenta transitórios significativos que prejudiquem o desempenho do sistema.

Na Fig. 6.16(b), observamos que o mesmo fenômeno ocorre para a ASE. Para o amplificador sem CAG, a variação da ASE é bem maior, quando comparada ao amplificador com CAG. Nota-se que, além de ocorrer o *overshoot*, ocorre também o *undershoot* nos pulsos da ASE. Nota-se, também, que o *duty-cycle* da ASE é oposto ao do sinal. Isto significa que, quando o sinal está presente na entrada, a ASE cede energia para o sinal ser amplificado e, quando o sinal está ausente, a ASE se recupera. No amplificador com CAG isso também acontece, porém, com menos intensidade, pois quem cederá a maior parcela de energia para o sinal ser amplificado será o sinal piloto. Desta forma, fica evidente as vantagens de empregar-se amplificadores ópticos com CAG em sistemas WDM.

6.4 - Técnica de CAG Utilizando Grades de Difração em Fibra.

Apresentamos nesta secção, uma outra técnica de controle automático de ganho onde, ao invés de utilizarmos laço óptico para provocar a oscilação, utilizamos duas grades de difração em fibra (*Bragg gratings*), no mesmo comprimento de onda [24],[25],[26]. As grades de difração comportam-se como espelhos seletivos em comprimento de onda; portanto, colocando-se uma grade em cada ponta da fibra dopada, formamos uma cavidade ressonante, onde o meio ativo é a fibra dopada com érbio. A Fig. 6.17 apresenta um esquema de montagem do amplificador óptico, com controle automático de ganho, utilizando tais grades de difração, na configuração de cavidade ressonante.

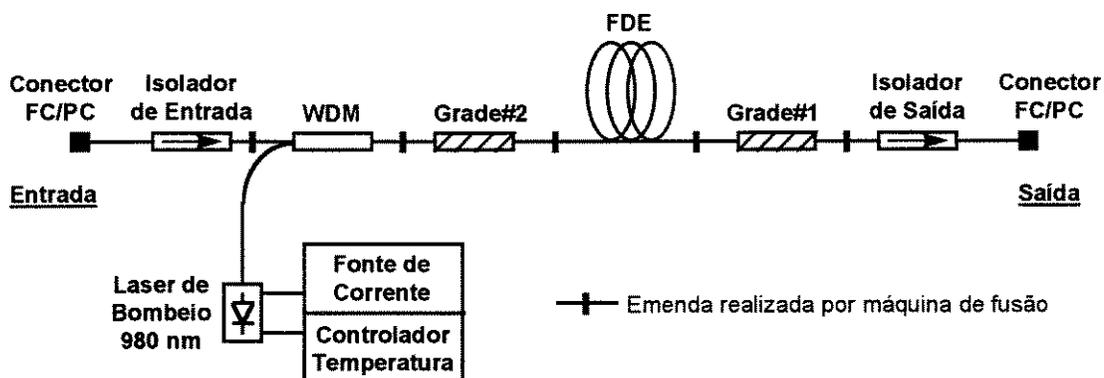


Fig. 6.17 - Esquema de montagem do AFDE com CAG utilizando grades de difração, na configuração de cavidade ressonante.

A Fig. 6.18, a seguir, apresenta a caracterização espectral das grades de difração. Para isto, foi conectada uma fonte de luz branca em uma das pontas da fibra óptica que compõe a grade e, a outra ponta, foi conectada à entrada do analisador de espectro óptico.

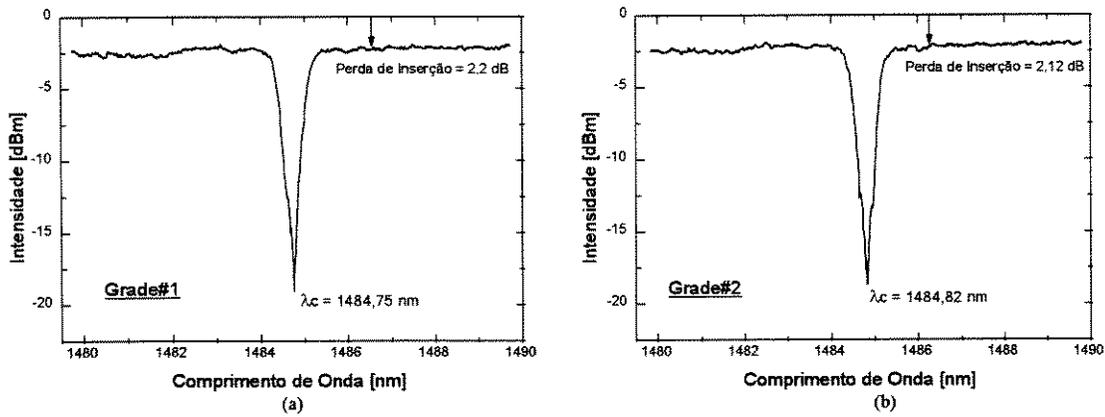


Fig. 6.18 - Caracterização espectral da (a) grade de difração #1 e (b) grade de difração #2.

Na Fig. 6.18, podemos perceber que ambas as grades apresentaram uma perda de inserção um pouco maior que 2 dB e comprimentos de onda centrais, λ_c , bem próximos um do outro.

O amplificador, ao atingir um nível de bombeio adequado, provocará a emissão de uma certa potência de ASE. A componente espectral da ASE que possui o mesmo comprimento de onda das grades de difração será refletida de volta a fibra dopada, sofrendo novo ganho. Este processo se repete inúmeras vezes, resultando na oscilação interna à fibra, que aqui também denominamos de “sinal piloto”. O amplificador irá oscilar, não necessariamente no mesmo comprimento de onda das grades, mas sim naquele em que o meio ativo apresentar menores perdas. No caso da fibra dopada com érbio, como foi visto anteriormente na Fig. 6.5, o comprimento de onda que apresenta menores perdas é por volta de 1533 nm. A Fig. 6.19 mostra o espectro de ASE na saída, juntamente com o sinal piloto, em 1533 nm.

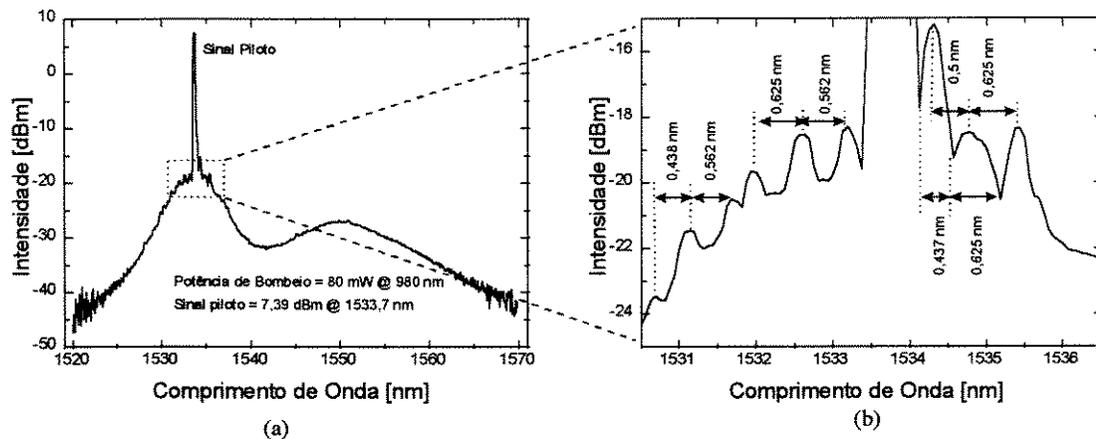


Fig. 6.19 - (a) ASE mais sinal piloto e (b) modos espúrios laterais.

Na Fig. 6.19(a) notamos que não existe sinal sendo amplificado. Apenas nota-se o sinal piloto que é resultado da oscilação interna ao amplificador. A Fig. 6.19(b) ilustra os modos espúrios laterais, que são típicos de uma cavidade ressonante. No esquema utilizando laço óptico não apareciam estes modos espúrios laterais, aqui espaçados de, aproximadamente, 0,5 nm.

Pelo fato das grades de difração apresentarem um comprimento de onda central bem próximos de 1480 nm, que é um dos comprimentos de onda de bombeio de maior eficiência, podemos admitir que, a ASE refletida pelas grades de volta à fibra dopada, está atuando como um bombeio secundário, naturalmente, de menor intensidade que o promovido pelo laser semiconductor de 980 nm. Desta forma, a eficiência de bombeamento está sendo tão alta, que o amplificador acaba oscilando na região de maior ganho (ou menores perdas), que é por volta de 1533 nm. Se representarmos isto em níveis de energia do érbio, aparecerão, naturalmente, na mesma figura, duas setas indicando os dois comprimentos de onda de bombeio. A Fig. 6.20 ilustra o sistema laser de três níveis, utilizando-se dois comprimentos de onda de bombeio.

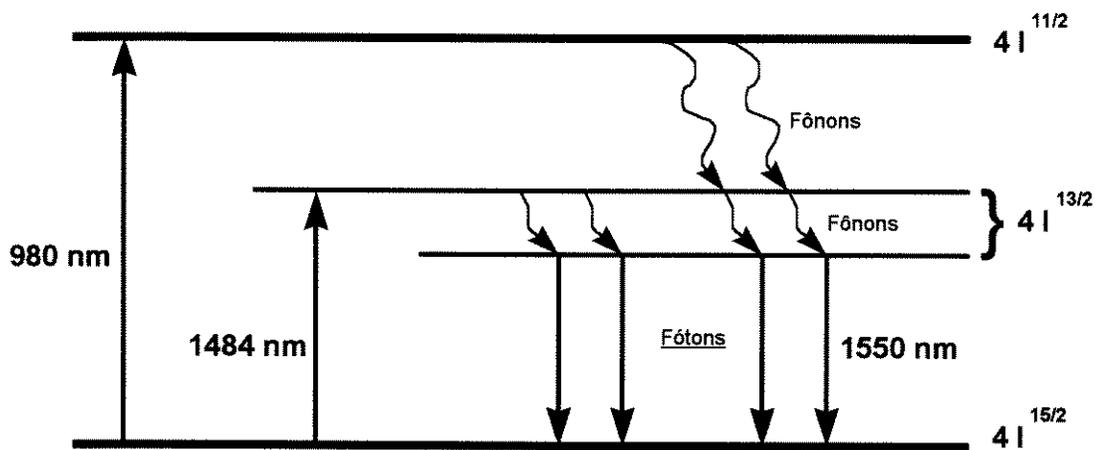


Fig. 6.20 - Sistema simplificado de níveis do érbio, onde se utilizam, simultaneamente, dois comprimentos de onda de bombeio.

Finalmente, na Fig. 6.21 apresentamos dois espectros de saída deste amplificador onde, no primeiro, apenas um sinal está sendo amplificado (Sinal A) e no segundo, dois sinais estão sendo amplificados simultaneamente (Sinal A e Sinal B).

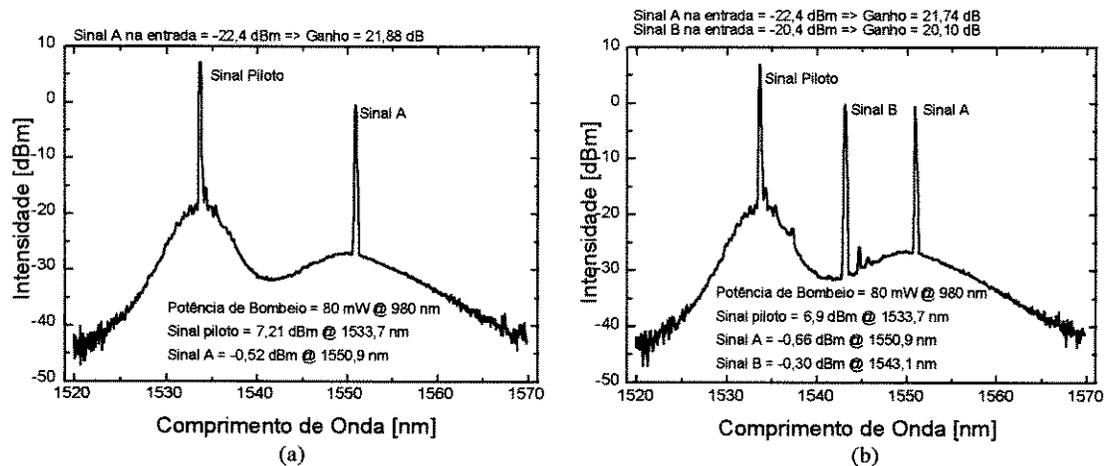


Fig. 6.21 - Espectro de saída para (a) Sinal A e, (b) para Sinal A e Sinal B aplicados simultaneamente.

Na Fig. 6.21 podemos notar que, após o Sinal B ser aplicado, o ganho experimentado pelo Sinal A variou muito pouco, ou seja, de 21,88 dB, caiu para 21,74 dB, totalizando uma diferença de 0,14 dB. Notar, também, que o nível do sinal piloto caiu de 7,21 dBm para 6,9 dBm, comprovando o funcionamento do mecanismo de controle automático de ganho deste amplificador.

A principal vantagem desta técnica de CAG, em relação à outra técnica utilizando laço óptico, está na simplicidade de implementação, pois são necessárias apenas duas grades de difração para implementá-la. Como desvantagem, perde-se a facilidade de sintonizar o sinal piloto e, também de ajustar a atenuação do laço óptico, variando assim, o ganho do amplificador.

Capítulo 7 - Conclusões e Sugestões para Trabalhos Futuros.

Este Trabalho teve, como principal objetivo, o estudo detalhado do amplificador óptico à fibra dopada com érbio. As principais vantagens e aplicações deste dispositivo foram amplamente citadas no Capítulo 1, bem como alguns conceitos preliminares. Entretanto, o estudo aqui apresentado, foi direcionado para sistemas WDM, visando a otimização do AFDE para tal aplicação.

No Capítulo 2, apresentamos alguns conceitos físicos, enfatizando os níveis de energia do érbio e os principais comprimentos de onda de bombeio e, também, fenômenos particulares, como a absorção do estado excitado (ESA). Outros dopantes, como o neodímio e o praseodímio, também foram citados.

No Capítulo 3, apresentamos algumas expressões matemáticas que modelam o amplificador óptico. Neste Capítulo, definimos o coeficiente de ganho g do AFDE e, também, obtivemos a simplificação do sistema laser de três níveis, para o sistema laser de dois níveis, obtendo, então, as expressões das densidades de população dos níveis fundamental e meta-estável, N_1 e N_2 .

No Capítulo 4, foram apresentadas simulações numéricas do comportamento dos amplificadores ópticos. Nestas simulações, tentou-se utilizar variáveis, como comprimento da fibra dopada, potência de bombeio e concentração de dopantes, de modo que os resultados, fossem o mais próximos possíveis, daqueles obtidos experimentalmente. A grande flexibilidade encontrada nestas simulações, permitiu-nos estudar o comportamento do AFDE, para diferentes comprimentos de fibra dopada. Experimentalmente, seria muito oneroso realizarmos tal estudo, uma vez que o custo da fibra dopada com érbio, ainda é bastante alto.

Nestas simulações, concluímos, também, que o esquema de bombeio contra-propagante, possui o maior ganho e, também, a maior figura de ruído. Concluímos que o esquema de bombeio co-propagante possui o menor ganho e, também, a menor figura de ruído e, finalmente, o esquema de bombeio bi-direcional possui ganho e figura de ruído intermediários, ou seja, um meio termo entre bombeio co- e contra-propagante.

No Capítulo 5, realizamos a montagem experimental de um AFDE, onde, primeiramente, apresentamos caracterizações dos componentes do amplificador, como o acoplador WDM, o laser de bombeio e, também, a fibra dopada com érbio. O método utilizado para caracterizar a fibra dopada, foi um método não destrutivo [17],[18], e os

resultados obtidos, foram bem próximos dos fornecidos pelo fabricante. Neste Capítulo, também foram apresentadas diversas curvas comportamentais, levantadas em laboratório. Entre elas, apresentamos curvas de potência de saída em função da potência de entrada, ganho em função da potência de entrada e/ou saída, figura de ruído, além de curvas ilustrando o comportamento espectral do amplificador, como espectro de emissão, espectro de ganho e espectro da figura de ruído.

No Capítulo 6, implementamos técnicas de controle automático de ganho no AFDE, utilizando somente componentes ópticos passivos. O emprego destas técnicas justificam-se em sistemas WDM, onde o nível médio do sinal varia em função do número de portadoras ópticas sendo transmitidas [21],[27]. Foi observado, também, que, em sistemas WDM, existe a necessidade de implementar-se o CAG apenas no primeiro amplificador do enlace, e que, os demais estarão, automaticamente, estabilizados.

A primeira técnica implementada, consistiu em um esquema laser em anel, onde a saída do amplificador é realimentada à entrada, através de um laço óptico. A segunda técnica de controle automático de ganho, utilizou duas grades de difração em fibra, com comprimentos de onda central em torno de 1484 nm. Em cada ponta da fibra dopada foi colocada uma grade, simulando, então, uma cavidade ressonante óptica. Esta cavidade óptica oscilou, em torno de 1533 nm, que é o comprimento de onda no qual a fibra dopada com érbio emite com maior intensidade. Para ambas as técnicas, foram levantadas novas curvas que ilustram o comportamento do amplificador, e comparadas às curvas apresentadas no Capítulo 5. Concluiu-se, então, que para uma determinada faixa de intensidade do sinal de entrada, o ganho do AFDE, utilizando CAG, não depende deste sinal aplicado e nem da potência de bombeio. O principal efeito observado nestas técnicas, foi uma forte compressão e o travamento do nível da ASE. Conseqüentemente, o ganho do amplificador, utilizando CAG, é menor (porém fixo) quando comparado ao do amplificador sem CAG. Este é o preço a ser pago para se obter a estabilização do ganho em amplificadores ópticos a fibra dopada.

Outras montagens mais sofisticadas também podem ser implementadas. A Fig. 7.1 apresenta um esquema onde, o AFDE utiliza grades de difração e circulador óptico [26].

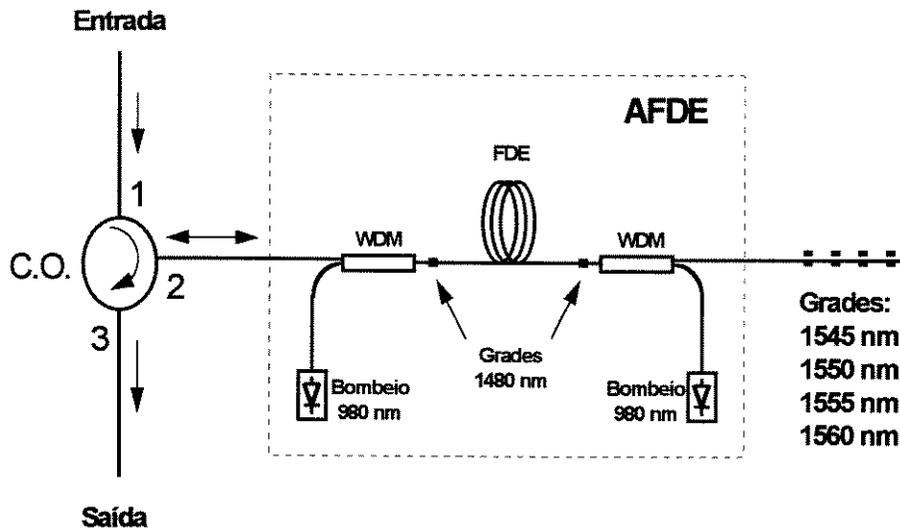


Fig. 7.1 - Esquema de AFDE utilizando grades de difração e circulator óptico.

A Fig. 7.1 apresenta um AFDE com duplo bombeio e utilizando duas grades de difração, em 1480 nm, para compor a cavidade ressonante.

Suponhamos que 4 portadoras ópticas de um sistema WDM estão sendo transmitidas no enlace (1545, 1550, 1555 e 1560 nm). Estas portadoras entram pela porta 1 do circulator óptico, saem pela porta 2, passam pelo AFDE sofrendo um ganho, sendo então refletidas de volta ao amplificador pelas suas respectivas grades de difração, localizadas após o amplificador. As portadoras passam então, novamente, pelo AFDE sofrendo um segundo ganho, entram pela porta 2 e saem pela porta 3 do circulator óptico, continuando o percurso no enlace.

A vantagem desta montagem, é que, o mesmo AFDE, amplifica duas vezes os sinais, e que, o custo do circulator óptico e das grades adicionais, é menor do que colocar um segundo amplificador em cascata.

Em sistemas WDM, quanto mais extenso e plano for o espectro de emissão do amplificador óptico, melhor. O AFDE com espectro de emissão extenso, pode amplificar um maior número de portadoras ópticas, simultaneamente. O AFDE com espectro de emissão plano (equalizado) fará com que as n portadoras ópticas experimentem, aproximadamente, o mesmo ganho. Atualmente, vários esforços estão sendo feitos, no sentido de obter-se amplificadores ópticos com espectro de emissão mais extensos e equalizados. Atualmente, já existem publicações onde, são apresentados resultados de um AFDE com 60 nm (equalizados) de ASE. A Fig. 7.2, apresenta espectros de emissão

[27], obtidos através de simulações computacionais, e que nos dão uma idéia das limitações a serem superadas.

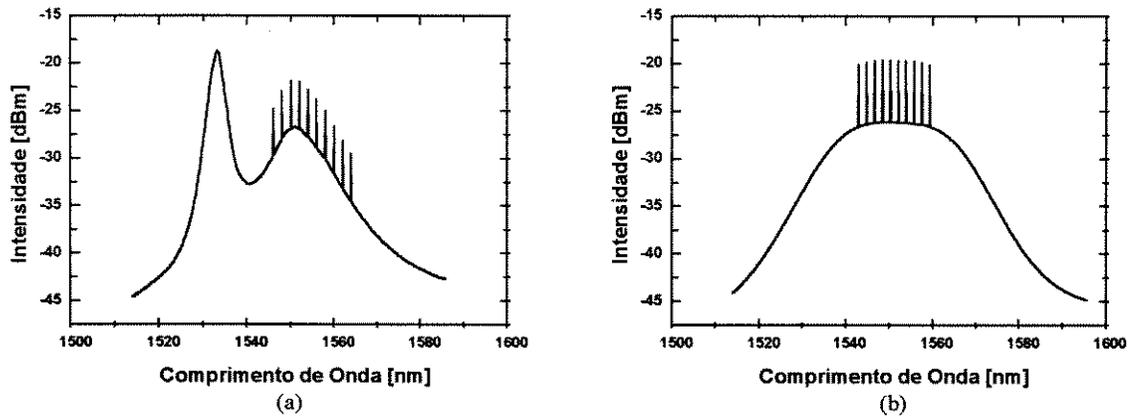


Fig. 7.2 - Canais WDM, sendo amplificados por (a) AFDE com espectro de emissão não-equalizado e (b) AFDE com espectro de emissão equalizado.

Na Fig. 7.2(a), dez canais WDM estão sendo amplificados simultaneamente pelo AFDE, que não possui equalização espectral. Conseqüentemente, cada canal experimenta um ganho diferente, podendo causar problemas na recepção. A Fig. 7.2(b) apresenta uma idéia de como deveria ser o espectro de emissão do AFDE equalizado, amplificando os mesmos dez canais WDM, simultaneamente.

Como seqüência deste tabalho, novos estudos poderiam ser desenvolvidos, investigando-se técnicas de equalização espectral, que, juntamente com as técnicas de controle automático de ganho, aqui apresentadas, otimizariam completamente o amplificador óptico a fibra dopada com érbio, para operação em sistemas WDM. Algumas destas técnicas de equalização espectral, são apresentadas nas Figuras 7.3 e 7.4, a seguir.

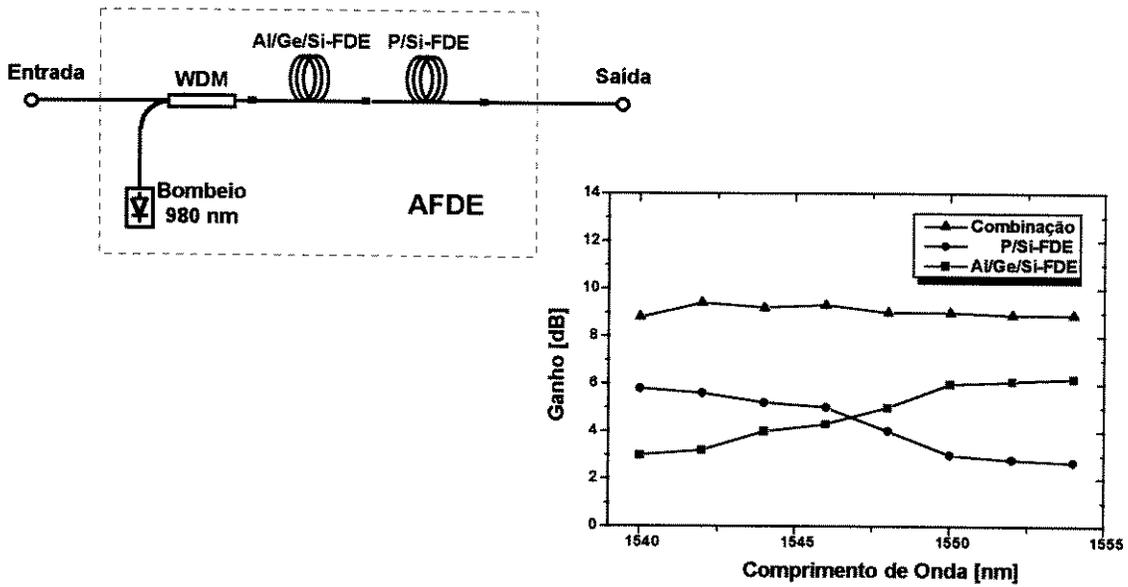


Fig. 7.3 - AFDE utilizando trechos de fibra dopada com érbio, com diferentes co-dopantes.

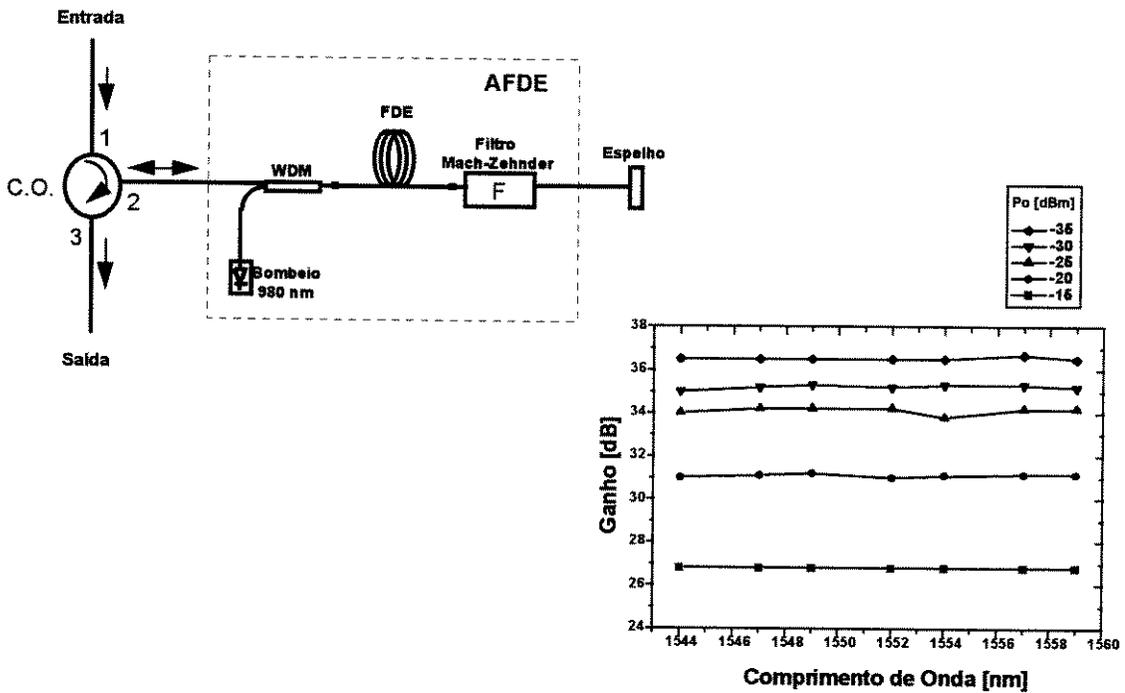


Fig. 7.4 - Amplificador óptico, utilizando filtro de Mach-Zehnder e espelho, para equalizar o espectro de ganho.

A Fig. 7.3 apresenta um AFDE, que utiliza dois trechos de fibra dopada com érbio, onde, cada uma possui diferentes co-dopantes [27],[28]. O primeiro trecho de fibra é co-dopado com alumínio e germânio (alumino-germano-silicato). O segundo trecho é co-dopado com fósforo (fosfo-silicato).

Ainda, na Fig. 7.3, apresentamos o espectro de ganho aplainado, juntamente com os espectros das diferentes fibras, separadamente. Observem que, entre 1540 e 1550 nm, o espectro de ganho da fibra co-dopada com alumínio e germânio, possui uma inclinação positiva. Por outro lado, o espectro de ganho da fibra co-dopada com fósforo possui uma inclinação negativa. A combinação final dos dois espectros apresenta-se na forma mais plana.

O amplificador apresentado na Fig. 7.4, utiliza um filtro de Mach-Zehnder para equalizar o espectro de ganho [27],[29]. O filtro de Mach-Zehnder é feito para atenuar com maior intensidade o pico de maior emissão da fibra dopada com érbio (1533 nm) e é construído com grades de difração em fibra, podendo, então, ser moldado de acordo com as características de cada fibra dopada. Bem semelhante ao esquema de montagem da Fig. 7.1, este amplificador também utiliza circulador óptico e um espelho para refletir todo o espectro de emissão de volta, fazendo com que seja amplificado e equalizado duas vezes.

Ainda, na Fig. 7.4, apresentamos os espectros de ganho equalizados, para diferentes níveis de sinal aplicado na entrada do amplificador. Observem que esta montagem não realiza o controle automático de ganho, mas, somente, a equalização espectral deste.

Concluindo, foi dito anteriormente que, em um sistema WDM com n amplificadores ópticos em cascata, basta implementar técnica de CAG no primeiro amplificador da cascata, que o ganho dos demais estariam, automaticamente, estabilizados. Entretanto, a técnica de equalização espectral deve ser aplicada a todos os amplificadores do enlace.

Referências Bibliográficas

- [1] Michel J. F. Digonnet (Ed.), *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Marcel Dekker, Inc. 1993.
- [2] Anders Bjarklev, *Optical Fiber Amplifiers: Design and System Applications*, Artech House, Inc. 1993.
- [3] Maria José Pontes, *Análise da Operação Saturada de Amplificadores de Potência a Fibra Dopada com Er³⁺*, Tese de Doutorado, DMO/ FEEC/ UNICAMP, julho de 1996.
- [4] Emmanuel Desurvire, *Erbium Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications*, John Wiley & Sons, Inc. 1994.
- [5] A. Bjarklev, B. Pedersen, J. H. Povlsen, K. Dybdal, and C. C. Larsen, "The Design of Erbium Doped Fiber Amplifiers", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol.9, n° 9, pp. 1105 - 1112, 1991.
- [6] D. N. Payne, R. I. Laming, M. C. Farries, P. R. Morkel, and L. Reekie, "Efficient Pump Wavelengths of Erbium Doped Fiber Optical Amplifier", *Electronics Letters*, vol. 25, n° 1, pp. 12 -14, 1989.
- [7] S. Kinoshita, "Wideband EDFA for Multiwavelength Transmission Networks", *Optoelectronics and Communications Conference (OECC'96)*, pp. 38 - 39, julho de 1996.
- [8] Carlos A. Caballero, *Subsistemas Ópticos para Comunicações Solitônicas*, Tese de Doutorado, DMO/ FEEC/ UNICAMP, junho de 1996.
- [9] Kenneth A. Jones, *Introduction to Optical Electronics*, John Wiley & Sons, Inc, 1987.
- [10] Hewlett-Packard, *Technical Data of Erbium Doped Optical Fiber Amplifier - EFA5000 Series*.
- [11] Paulo H. Sakanaka, *Tópicos de Métodos Numéricos Aplicados à Física*, Apostila de Curso - FI200, página 1, 1997.
- [12] Stephen Wolfram, *Mathematica - A System for Doing Mathematica by Computer*, Addison-Wesley, 1991.
- [13] Hugo L. Fragnito, *Fotônica em Telecomunicações*, Seminário Pronex, maio de 1997.
- [14] E-TEK Dynamics, Inc., *1997 Catalog*, pp.16 e 44.

- [15] SDL, Inc. - 96/97, *Product Catalog*, Second Edition, pp. B.1 - B.3.
- [16] A. A. M. Saleh, R. M. Jopson, J. D. Evankow e J. Aspell, "Modeling of Gain in Erbium - Doped Fiber Amplifiers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.2, nº10, outubro de 1990.
- [17] Hugo L. Fragnito e Cláudio Mazzali, *Método Não-Destrutivo de Caracterização dos Parâmetros Intrínsecos de Absorvedores Saturáveis em Fibra ou Guia de Onda*, Solicitação para Elaboração e Depósito de Pedido de Patente, janeiro de 1997.
- [18] Cláudio Mazzali, Hugo L. Fragnito, E. Palange e D. C. Dini, "Fast Method for Obtaining Erbium - Doped Fibre Intrinsic Parameters", *Electronics Letters*, vol.32, nº10, maio de 1996.
- [19] G. R. Walker, "Gain and Noise Characterization of Erbium Doped Fibre Amplifiers", *Electronics Letters*, vol.27, nº 9, pp. 744 - 745, 25 de abril de 1991.
- [20] Hugo L. Fragnito e Cláudio Mazzali, *Modelamento Analítico da Dinâmica de Ganho em Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio*, Relatório Técnico nº 04/96, 10 de março de 1997.
- [21] Janet Lehr Jackel e Dwight Richards, "All-Optical Stabilization of Cascaded Multichannel Erbium-Doped Fiber Amplifiers with Changing Numbers of Channels", *Optical Fiber Conference (OFC'97), Technical Digest*, pp. 84-85, fevereiro de 1997.
- [22] Haruo Okamura, "Automatic Optical Loss Compensation With Erbium-Doped Fiber Amplifier", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol.10, nº 8, pp. 1110-1116, agosto de 1992.
- [23] M. Zirngibl, "Gain Control in Erbium-Doped Fibre Amplifiers by an All-Optical Feedback Loop", *Electronics Letters*, vol. 27, nº 7, pp. 560-561, fevereiro de 1991.
- [24] J. F. Massicott, S. D. Willson, R. Wyatt, J. R. Armitage, R. Kashyap, D. Willians e R. A. Lobbett, "1480 nm Pumped Erbium-Doped Fibre Amplifier with all Optical Automatic Gain Control", *Electronics Letters*, vol. 30, nº 12, pp. 962-964, abril de 1994.
- [25] E. Develaque, T. Georges, J. F. Bayon, M. Monerie, P. Niay e P. Bernage, "Gain Control in Erbium-Doped Fibre Amplifier by Lasing at 1480 nm with Photo-

induced Bragg Grating Written on Fibre Ends”, *Electronics Letters*, vol. 29, n° 12, pp. 1112-1114, junho de 1993.

[26] E. Develaque, T. Georges, B. Landousies e E. Taufflieb, “Multi-Channel Equalized and Stabilized Gain Amplifier for WDM Transmissions”, *Electronics Letters*, vol.31, n° 25, pp. 2149-2150, dezembro de 1995.

[27] Oscar P. L. Boczar e Rui F. Souza, “Técnicas de Controle Automático de Ganho e de Equalização Espectral em Amplificadores Ópticos a Fibra Dopada com Érbio”, *Anais da Semana da Optoeletrônica do INATEL (Semopto '97)*, INATEL, Santa Rita do Sapucaí, pp. 37-45, outubro de 1997.

[28] J. Nilsson, W. H. Loh, S. T. Hwang, J. P. de Sandro e S. J. Kim, “Simple Gain-Flattened Erbium Doped Fiber Amplifier With a Wide Dynamic Range”, *Optical Fiber Conference (OFC'97), Technical Digest*, pp. 129-130, fevereiro de 1997.

[29] S. T. Hwang, S. J. Kim e Jeong-Mee Kim, “High and Flattened Gain of Erbium-Doped Fiber Amplifier”, *Optical Fiber Conference (OFC'97), Technical Digest*, p. 163, fevereiro de 1997.

Apêndices

Programas em *Mathematica for Windows* Utilizados nas Simulações de Amplificadores Ópticos do Capítulo 3.

Apêndice 1 - Dados da Fibra Dopada com Érbio.

```
(* Dados para FIBRA #8 Modo Bombeio LP01, tomado de: *)
(*B.Pedersen, Optical and Quantum Electronics Vol.26 (1994) S273-S284 *)
(*
*)
fibra=8; (* Número de Identificação da Fibra em uso *)
a=1.531; (* Raio da Fibra em [um] *)
AN=0.2;(* Abertura Numérica *)
Input["Comprimento da Fibra Dopada [m] : zmax="];
Input["Potência de Bombeio Modo LP01 [mW] : pp01="];
Input["Potência de Bombeio Modo LP11 [mW] : pp11="];
Input["Potência do Sinal [mW] : ps0="];
lambdas=1.532;(* Compr. Onda do Sinal [um] *)
lambdap=0.98;(* Compr. Onda de Bombeio [um] *)
sigmae=5.2 10^-21; (*Seção transversal de emissão sinal[cm^2] *)
sigmaa=5.2 10^-21; (*Seção transversal de absorção sinal [cm^2]*)
gamas=N[sigmaa/sigmae,40] ; (*Absorção/Emissão =sigmaa/sigmae Eq(2.39) *)
sigmap=2.1 10^-21;(*Seção transv. de absorção de bombeio[cm^2] *)
sigmaep=0.0 10^-21;(*Seção transv. de emissão de bombeio[cm^2] *)
tau2=10.5 10^-3 ; (*Tempo de vida [s] *)
n0=1.0 10^18; (*Concentração de dopante[cm^-3] *)
per=1;
h=6.6256 10^-34 ; (*Constante de Plank [Js] *)
nup=N[3 10^8/(lambdap 10^-6),40]; (*Freq. de bombeio s^-1 *)
nus=N[3 10^8/(lambdas 10^-6),40];
A=N[Pi 10^-8 a^2,40]; (*área da fibra em cm^2 *)
conOp=0.17494154 ; (*Const. Normal.Bombeio Modo LP01 [um^-2]. Vide Apend1.doc*)
conOs=0.072395157 ; (*Const. Normal.Sinal Modo LP01 [um^-2]. Vide Apend1.doc*)
connp=0.0;(*Não existe modo LP11 ; Const. Normal. Bombeio Modo LP11 [um^-2]. " *)
uOp=1.5155 ; (* Número de Onda Bombeio do Modo LP01. Vide Apend1.doc *)
uOs=1.17232 ; (* Número de Onda Sinal do Modo LP01. Vide Apend1.doc*)
unp=0.0; (*Não existe modo LP11 Número de Onda de Bombeio LP11. n>0 *)
kappaOp=N[uOp/a,40];
kappaOs=N[uOs/a,40];
kappanp=N[unp/a,40];
alfap=N[sigmap n0, 40];
alfaa=N[sigmaa n0, 40];
alfae=N[sigmae n0, 40];
etap01=0.730213; (* Vide proced. cálculo apend1.dot *)
etap11=0.0 (*Não existe modo LP11*);
etas=0.378573; (*Fração do sinal no núcleo LP01 Eq(2.68)*)
gamap=sigmaep/sigmap; (* Eq.(2.28) *)
pp01=pp01 10^-3 ; (*Potência de bombeio [W] *)
ps0=ps0 10^-3;
pp11=pp11 10^-3;
beta01=N[sigmap tau2 pp01/(A h nup),40]; (* Eq(2.24) *)
beta11=N[sigmap tau2 pp11/(A h nup),40];
betae=N[sigmae tau2 ps0/(A h nus),40];
betaep01=N[sigmae tau2 pp01/(A h nup),40];
betaep11=N[sigmae tau2 pp11/(A h nup),40];
alfapm=N[alfap 10^2, 40];
alfaam=N[alfaa 10^2, 40];
alfaem=N[alfae 10^2, 40];
erren01=0.609851;
```

```

efeene01=0.299004 ; (*Integral de sobreposição Eq(2.69)*)
erren11=0.0;
efeene11=0.0 ; (*Integral de sobreposição Eq(2.69) *)
betaa=N[sigmaa tau2 ps0/(A h nus),40];
Ba=N[sigmaa tau2/(A h nus),40];
Bae=N[(sigmaa+sigmae) tau2/(A h nus),40];
ruído=7 10^12 h nus;
(* ROTINA DE VERIFICAÇÃO DE EXISTENCIA DE MODO BOMBEIO LP11 *)
nn=1;
Vp=N[2 Pi a AN/lambdap,40]; (*Fator Vp*)
Vs=N[2 Pi a AN/lambdas,40];
(* Equação normalizada de onda: u^2 + w^2=V^2
Solução da equação transcendental para o modo
linearmente Polarizado PL nm *)
ppp=FindRoot[{u^2 + w^2 == Vp^2, (*Eq de Onda Bombeio *)
u BesselJ[nn-1,u]/BesselJ[nn,u]== (* Eq. do Modo LP nm *)
-w BesselK[nn-1,w]/BesselK[nn,w]},
{u,0.1},{w,0.1}];(*Valores iniciais*)
unp=u /. ppp;
wnp=w /. ppp;
If[Im[unp]!=0,Print["NÃO EXISTE MODO DE BOMBEIO LP11 !!!!"],
Print["EXISTE MODO DE BOMBEIO LP11,pode proceder."]];

```

Apêndice 2 - Programa de Simulação de AFDE's com Bombeio Co-propagante.

```

(*Seqüência de iterações para correção do ganho
e cálculo da Figura de Ruído.
1.-Rodar o primeiro programa,
2.-Rodar o segundo programa, este
itera NUM vezes.
3.-Rodar rotina que calcula o erro no ganho.
4.-Rodar o programa para resolver as
equações diferenciais finais.
5.-Rodar rotina para criar tabela de dados ASCII.
6.- Rodar a rotina de traçado de
resultados finais.
7.- Rodar rotina de traçado para Fig. Ruído [dB].
1.-Primeiro Programa*)
div=Input["Quantidade de Divisões da Fibra"];
Off[General::spell];Off[General::spell1];
lmasini=10^-50;lmenosini=10^-50;
Z=zmax;pdz=1;sdz=1;lmas=lmasini;lmenos=lmenosini;deltaz=N[Z/div];
attens=0.0;attenp=0.0;(* Atenuação Np/m *)
Print[Date[ ]]
Timing[
Do[
(*Integral em r de PHI(r,z) Modo Bombeio LP01*)
(* g01p *)
integra1=NIntegrate[per r con0p BesselJ[0,kappa0p r]^2 (Pi a^2 (beta01 pdz con0p
BesselJ[0,kappa0p r]^2+
betaa sdz con0s BesselJ[0,kappa0s r]^2+
Ba BesselJ[0,kappa0s]^2 (lmas+lmenos)))/(1+(Pi a^2 (beta01 pdz con0p BesselJ[0,kappa0p
r]^2+
(betaa+betae) sdz con0s BesselJ[0,kappa0s r]^2+Bae BesselJ[0,kappa0s]^2
(lmas+lmenos))),{r,0,a}];
g01p=N[-attenp-alfapm etap01-2 Pi alfapm (gamap-1) integra1];
(* a(z) *)
integra2=NIntegrate[ per r con0s BesselJ[0,kappa0s r]^2 (Pi a^2 (beta01 pdz con0p
BesselJ[0,kappa0p r]^2+
betaa sdz con0s BesselJ[0,kappa0s r]^2+

```

```

Ba BesselJ[0,kappa0s]^2 (lmas+lmenos))/(1+(Pi a^2 (beta01 pdz con0p BesselJ[0,kappa0p
r]^2+
(betaa+betae) sdz con0s BesselJ[0,kappa0s r]^2+Bae BesselJ[0,kappa0s]^2
(lmas+lmenos))),{r,0,a}];
adz=N[2 Pi alfaem integra2];
(* b(z) *)
bdz=alfaam (etas-adz/alfaem);
(* g01s(z) *)
g01s=-attens+adz-bdz;
(* Soluções para p(z) e s(z) *)
p01z=pdz Exp[g01p deltax];
s01z= sdz Exp[g01s deltax];
(* Solução de Eq. diferencial para ASEmas *)
pasemas=(lmas+ruido adz/g01s) Exp[g01s deltax] -ruido adz/g01s;
(* Atualização de valores *)
pdz=p01z;
sdz=s01z;
lmas=pasemas;
a01z[j]=adz;g01sz[j]=g01s;gpz[j]=g01p;
p01[j]=p01z;s01[j]=s01z;pasema[j]=pasemas.{j,0,Z,deltax};(*Fim do Do *)
(* Cálculo de funções em z e valores em dBm *)
bom=Table[{j,10 Log[10,10^3 pp01 p01[j]]},{j,0,Z,deltax}];
senal=Table[{j,10 Log[10,10^3 ps0 s01[j]]},{j,0,Z,deltax}];
asemas=Table[{j,10 Log[10,1000 pasema[j]]},{j,0,Z,deltax}];
coefp=Table[{j,gpz[j]},{j,0,Z,deltax}];
coefa=Table[{j,a01z[j]},{j,0,Z,deltax}];
coefgan=Table[{j,g01sz[j]},{j,0,Z,deltax}];
coefac=Interpolation[coefa];
coefganc=Interpolation[coefgan];
coefpc=Interpolation[coefp];
(* Eq. diferencial para ASEmenos *)
solução=NDSolve[{y'[x]==-coefganc[x] y[x]-ruido coefac[x],y[Z]==lmenosini},
y,{x,0,Z}];
ASEMENOS=Max[solucion];
ASEMAS=Interpolation[asemas];
SINAL=Interpolation[senal];
BOMBEIO=Interpolation[bom];itera=0;
Print["Fibra #",fibra, ", Pp(0)=",10^3 pp01,"mW, Ps(0)=",10^3 ps0,"mW, L=",zmax," m"]
Print["div=",div," , attem sinal=",attens,"[1/m], attem bombeio=",attenp,"[1/m]"]
Print["O modelo considera uma faixa equivalente de ASE B=7 THz "]
Print[Date[]]
(*-Traça SINAL(vermelho),BOMBEIO(verde),
ASEmais(azul) e ASEmenos(preto)*)
Plot[Evaluate[{SINAL[x],BOMBEIO[x],ASEMAS[x],
10 Log[10,1000 y[x]/ASEMENOS]},{x,0,Z}],Frame->True,
FrameLabel->{"L[m]","P[dBm]"},
PlotStyle->{{RGBColor[1,0,0]},{RGBColor[0,1,0]},{RGBColor[0,0,1]},{RGBColor[0,0,0.5]}}]
(*-Avalia GANHO[Z]*)
N[SINAL[Z]-10 Log[10,ps0 10^3],20]
(*2.-Segundo Programa.
Itera NUM vezes.*)
NUM=Input["Quantidade de Iterações ? "];
Off[InterpolatingFunction::dmwarn];
itera=0;
Print[Date[]]
Do[
ASEmenos=Table[y[i]/ASEMENOS,{i,0,Z,deltax}];
itera=itera+1;
Z=zmax;pdz=1;sdz=1;lmas=lmasini;lmenos=ASEmenos[[1]];deltax=N[Z/div];
attens=0.0;attenp=0.0;i=0;
Do[i=i+1;
(*Integral em r de PHI(r,z) Modo Bombeio LP01*)

```

```

integra1=NIntegrate[
  per r con0p BesselJ[0,kappa0p r]^2 (Pi a^2 (beta01 pdz con0p BesselJ[0,kappa0p r]^2+
    betaa sdz con0s BesselJ[0,kappa0s r]^2+
    Ba BesselJ[0,kappa0s]^2 (Imas+ASEmenos[[i]])))/(1+(Pi a^2 (beta01 pdz con0p
  BesselJ[0,kappa0p r]^2+
    (betaa+betae) sdz con0s BesselJ[0,kappa0s r]^2+Bae BesselJ[0,kappa0s]^2
  (Imas+ASEmenos[[i]]))),
  {r,0,a}];
g01p=N[-attenp-alfapm etap01-2 Pi alfapm (gamap-1) integra1];
(*Rotina para a(z) *)
integra2=NIntegrate[
  per r con0s BesselJ[0,kappa0s r]^2 (Pi a^2 (beta01 pdz con0p BesselJ[0,kappa0p r]^2+
    betaa sdz con0s BesselJ[0,kappa0s r]^2+
    Ba BesselJ[0,kappa0s]^2 (Imas+ASEmenos[[i]])))/(1+(Pi a^2 (beta01 pdz con0p
  BesselJ[0,kappa0p r]^2+
    (betaa+betae) sdz con0s BesselJ[0,kappa0s r]^2+Bae BesselJ[0,kappa0s]^2
  (Imas+ASEmenos[[i]]))),
  {r,0,a}];
adz=N[2 Pi alfaem integra2];
(*Rotina para b(z) *)
bdz=alfaam (etas-adz/alfaem);
(*Rotina para g01s(z) *)
g01s=-attens+adz-bdz;
p01z=pdz Exp[g01p deltax];
s01z= sdz Exp[g01s deltax];
pasemas=(Imas+ruido adz/g01s) Exp[g01s deltax] -ruido adz/g01s;
pdz=p01z;
sdz=s01z;
Imas=pasemas;
a01z[j]=adz;g01sz[j]=g01s;gpz[j]=g01p;
p01[j]=p01z;s01[j]=s01z;pasema[j]=pasemas,{j,0,Z,deltax};(*Fim do Do *)
bom=Table[{j,10 Log[10,10^3 pp01 p01[j]]},{j,0,Z,deltax};
senal=Table[{j,10 Log[10,10^3 ps0 s01[j]]},{j,0,Z,deltax};
asemas=Table[{j,10 Log[10,1000 pasema[j]]},{j,0,Z,deltax};
coefp=Table[{j,gpz[j]},{j,0,Z,deltax};
coefa=Table[{j,a01z[j]},{j,0,Z,deltax};
coefgan=Table[{j,g01sz[j]},{j,0,Z,deltax};
coefpc=Interpolation[coefp];
coefac=Interpolation[coefa];
coefganc=Interpolation[coefgan];
solucion=NDSolve[{y'[x]==-coefganc[x] y[x]-ruido coefac[x],y[Z]==lmenosini},
  y,{x,0,Z}];
ASEMENOS=Max[solucion];
ASEMAS=Interpolation[asemas];
SINAL=Interpolation[senal];
BOMBEO=Interpolation[bom];
SAIDA[itera]=SINAL[Z];
(*Print["Iteração No.",itera," Sinal de saída [dBm]=",N[SAIDA[itera],20]"),{u,1,NUM+1}];
Print[Date[]]
(*3.-Imprime as iterações e o correspondente
erro do ganho em dB.*)
Do[Print["Iteração=" ,j," Erro[dB]=" ,N[SAIDA[j+1]-SAIDA[j],20]},{j,1,itera-1}]
(*4.-Resolve as equações diferenciais para:
sinal, bombeio , ASE"+" e "-" e
Figura de Ruído(Excesso de Ruído).*)
Off[InterpolatingFunction::dmwarn];
sinalfinal=NDSolve[{y'[x]==coefganc[x] y[x],y[0]==1},y,{x,0,Z}];
bombeiofinal=NDSolve[{y'[x]==coefpc[x] y[x],y[0]==1},y,{x,0,Z}];
asemasfinal=NDSolve[{y'[x]==coefganc[x] y[x]+ruido coefac[x],y[0]==lmasini},
  y,{x,0,Z}];
asemenosfinal=NDSolve[{y'[x]==-coefganc[x] y[x]-ruido coefac[x],y[Z]==lmenosini},
  y,{x,0,Z}];

```

```

EXERUIDO=NDSolve[{y'[x]==(coefac[x]
etas)/(y[x]/.sinalfinal),y[0]==0},
y,{x,0,Z}];
(1-alfaam/alfaem)+alfaam
(*5.-Cria tabela de dados ASCII.
Usar Clipboard para exportar.*)
Input["Quantos pontos?? pto="];
SINFINAL=Table[Max[y[j]/.sinalfinal],{j,0,Z,Z/pto}];
SINFINAL=10 Log[10,SINFINAL ps0 1000];
SINFINAL[[1]]=10 Log[10,1000 ps0];
BOMFINAL=Table[Max[y[j]/.bombeiofinal],{j,0,Z,Z/pto}];
BOMFINAL=10 Log[10,BOMFINAL pp01 1000];
ASEMASFIN=Table[Max[y[j]/.asemasfinal],{j,0,Z,Z/pto}];
ASEMASFIN=10 Log[10,ASEMASFIN 1000];
ASEMENOSFIN=Table[Max[y[j]/.asemenosfinal],{j,0,Z,Z/pto}];
ASEMENOSFIN=10 Log[10,ASEMENOSFIN 1000];
FIGRUIDO=Table[Max[y[j]/.EXERUIDO],{j,0,Z,Z/pto}];
FIGRUIDO=10 Log[10,FIGRUIDO+1];
Do[
Print[j-1,"",SINFINAL[[j]],"",BOMFINAL[[j]],"
",ASEMASFIN[[j]],"
",ASEMENOSFIN[[j]],{j,1,pto+1}]]
(*6.-Rotina de Traçado de Resultados Finais.*)
Plot[Evaluate[{10 Log[10,1000 ps0 y[x]/.sinalfinal],
10 Log[10,1000 pp01 y[x]/.bombeiofinal],
10 Log[10,1000 y[x]/.asemasfinal],
10 Log[10,1000 y[x]/.asemenosfinal],y[x]/.EXERUIDO},{x,0,Z}],
PlotRange->{{0,Z},{-40,N[5+10 Log[10,1000 pp01]]}},
Frame->True,DefaultFont->{"Times-Bold",9},
FrameLabel->{"L[m]","P[dBm]"},
PlotStyle->{{RGBColor[1,0,0]},{RGBColor[0,1,0]},{RGBColor[0,0,1]},{RGBColor[1,0,1]}}];
(*7.-Traçado de F [dB].*)
Plot[Evaluate[10 Log[10,1+y[x]/.EXERUIDO],{x,0,Z}],PlotRange->All,Frame->True,DefaultFont->
{"Times-Bold",9},
FrameLabel->{"L[m]","F[dB]"},PlotStyle->{{RGBColor[1,0,1]}}];

```

Apêndice 3 - Programa de Simulação Espectral de AFDE's.

(* SPECTRA1.ma

Programa para cálculo espectral de amplificador óptico a fibra dopada com bombeio Co-propagante.

Janela Óptica 1.5 [um]

Saída de arquivo contendo: Lambdasinal,G[dB],F[dB], potências de ASE+/- em [dBm].

Procedimento:

- 1.-Rodar primeiro a subrotina : fibra # i .ma , "i" é o tipo de fibra,
- 2.-Carregar a lista "valoresN" correspondente ao tipo de fibra a usar, (N=1 , 2 ou 3)
- 3.-Rodar programa principal.

1.- Roda a rotina fibraN.m (a rotina deve estar localizada no endereço:

c:\oscar\dispos~1\fibras~1) *)

```
SetDirectory["c:\oscar\dispos~1\fibras~1\"];
<<fibra8.ma
```

(*2.- Carrega a lista "valores" correspondente ao tipo de fibra a usar, p.ex. :

```
valores=<<valores3; carrega a lista "valores" para a fibra do Tipo 8. *)
```

```
SetDirectory["c:\oscar\dispos~1\programa\"];
Clear["valores"];
valores=<<valores3;
```

```
(*3.- Programa Principal*)
Off[General::spell];Off[General::spell1];
Input["Lambdamin [nm] , Lmin=; Lambdamax [nm] , Lmax=;Numero de pontos,np="];
```

```

Nmin=Lmin-1410+1;Nmax=Lmax-1410+1;deltaN=Ceiling((Nmax-Nmin)/np);
Input["Valores pico das seções transversais de emissão e absorção [cm^2]:
sigmaem=;sigmaab="];
Do[
(* Leitura de "valores" do arquivo de entrada *)
  lambdas=valores[[n,1]];
  BdaASE=valores[[n,2]];
  sigmae=valores[[n,3]] N[sigmaem];
  sigmaa=valores[[n,4]] N[sigmaab];
  gamas=N[sigmaa/sigmae,40];
  nus=N[3 10^8/(lambdas 10^-6),40];
  alfaa=N[sigmaa n0, 40];
  alfae=N[sigmae n0, 40];
  betae=N[sigmae tau2 ps0/(A h nus),40];
  betaep01=N[sigmae tau2 pp01/(A h nup),40];
  alfaam=N[alfaa 10^2, 40];
  alfaem=N[alfae 10^2, 40];
  betaa=N[sigmaa tau2 ps0/(A h nus),40];
  Ba=N[sigmaa tau2/(A h nus),40];
  Bae=N[(sigmaa+sigmae) tau2/(A h nus),40];
  ruído=BdaASE 10^12 h nus;
  (* ### Rotina para cálculo de etas , contante de normalização, u0s , w0s etc. #### *)
  Vs=N[2 Pi a AN/lambdas,40];
  sss=FindRoot[{u^2 + w^2 == Vs^2,
    u BesselJ[-1,u]/BesselJ[0,u]==-w BesselK[-1,w]/BesselK[0,w]},
    {u,0.1},{w,0.1}];
  u0s=u /.sss;
  w0s=w /.sss;
  kappa0s=u0s/a;
  gamma0s=w0s/a;
  is1=N[2 Pi NIntegrate[r BesselJ[0,kappa0s r]^2,{r,0,a}]];
  is2=N[2 Pi NIntegrate[r (BesselJ[0,u0s]/BesselK[0,w0s])^2 BesselK[0,gamma0s r]^2,
    {r,a,Infinity}]];
  constantes=N[1/(is1+is2),40];
  con0s=constantes;
  bes02=constantes NIntegrate[r per BesselJ[0,kappa0s r]^2,{r,0,a}];
  etas=N[2 Pi bes02];
  (* ##### Rotina numérica de cálculo para ganho, F e ASE ##### *)
  div=10;(*Quantidade de Divisões da Fibra: div=10*)
  Z=zmax;pdz=1;sdz=1;lmas=0;lmenos=0;deltaz=N[Z/div];
  attens=0.0;attenp=0.0;(* Atenuação Np/m *)
  Do[
  (*Integral em r de PHI(r,z) Modo Bombeio LP01*)
  (* g01p *)
  integra1=NIntegrate[per r con0p BesselJ[0,kappa0p r]^2 (Pi a^2 (beta01 pdz con0p
  BesselJ[0,kappa0p r]^2+
  (betaa sdz con0s+
  Ba (lmas+lmenos) BesselJ[0,kappa0s r]^2 ))/(1+(Pi a^2 (beta01 pdz con0p
  BesselJ[0,kappa0p r]^2+
  ((betaa+betae) sdz con0s+Bae (lmas+lmenos) BesselJ[0,kappa0s r]^2 ))),{r,0,a}];
  g01p=N[-attenp-alfapm etap01-2 Pi alfapm (gamap-1) integra1];
  (* a(z) *)
  integra2=NIntegrate[ per r con0s BesselJ[0,kappa0s r]^2 (Pi a^2 (beta01 pdz con0p
  BesselJ[0,kappa0p r]^2+
  (betaa sdz con0s+
  Ba (lmas+lmenos) BesselJ[0,kappa0s r]^2 ))/(1+(Pi a^2 (beta01 pdz con0p
  BesselJ[0,kappa0p r]^2+
  ((betaa+betae) sdz con0s+Bae (lmas+lmenos) BesselJ[0,kappa0s r]^2))),{r,0,a}];
  adz=N[2 Pi alfaem integra2];
  (* b(z) *)
  bdz=alfaam (etas-adz/alfaem);
  (* g01s(z) *)

```

```

g01s=-attens+adz-bdz;
(* Soluções para p(z) e s(z) *)
p01z=pdz Exp[g01p deltax];
s01z= sdz Exp[g01s deltax];
(* Solução de Eq. diferencial para ASEmas *)
pasemas=(lmas+ruido adz/g01s) Exp[g01s deltax] -ruido adz/g01s;
(* Atualização de valores *)
pdz=p01z;
sdz=s01z;
lmas=pasemas;
a01z[j]=adz;g01sz[j]=g01s;gpz[j]=g01p;
p01[j]=p01z;s01[j]=s01z;pasema[j]=pasemas,{j,0,Z,deltax};(*Fim do Do *)
(* Cálculo de funções em z e valores em dBm *)
bom=Table[{j,10 Log[10,10^3 pp01 p01[j]]},{j,0,Z,deltax}];
senal=Table[{j,10 Log[10,10^3 ps0 s01[j]]},{j,0,Z,deltax}];
asemas=Table[{j,10 Log[10,1000 pasema[j]]},{j,0,Z,deltax}];
coefp=Table[{j,gpz[j]},{j,0,Z,deltax}];
coefa=Table[{j,a01z[j]},{j,0,Z,deltax}];
coefgan=Table[{j,g01sz[j]},{j,0,Z,deltax}];
coefac=Interpolation[coefa];
coefganc=Interpolation[coefgan];
coefpc=Interpolation[coefp];
(* Eq. diferencial para ASEmenos *)
solucion=NDSolve[{y'[x]==-coefganc[x] y[x]-ruido coefac[x],y[Z]==0},
y,{x,0,Z}];
ASEMENOS=Max[solucion];
ASEMAS=Interpolation[asemas];
SINAL=Interpolation[senal];
BOMBEO=Interpolation[bom];itera=0;
(* ##### Rotina de Iterações (NUM=5)#####)
NUM=5;(* Quantidade de Iterações NUM *)
itera=0;
Do[
ASEmenos=Table[y[i]/ASEMENOS,{i,0,Z,deltax}];
itera=itera+1;
Z=zmax;pdz=1;sdz=1;lmas=0;lmenos=ASEmenos[[1]];deltax=N[Z/div];
attens=0.0;attenp=0.0;i=0;
Do[i=i+1;
(*Integral em r de PHI(r,z) Modo Bombeio LP01*)
integra1=NIntegrate[
per r con0p BesselJ[0,kappa0p r]^2 (Pi a^2 (beta01 pdz con0p BesselJ[0,kappa0p r]^2+
(betaa sdz con0s+
Ba (lmas+ASEmenos[[i]])) BesselJ[0,kappa0s r]^2))/(1+(Pi a^2 (beta01 pdz con0p
BesselJ[0,kappa0p r]^2+
((betaa+betae) sdz con0s+Bae (lmas+ASEmenos[[i]])) BesselJ[0,kappa0s r]^2))),
{r,0,a}];
g01p=N[-attenp-alfapm etap01-2 Pi alfapm (gamap-1) integra1];
(*Rotina para a(z) *)
integra2=NIntegrate[
per r con0s BesselJ[0,kappa0s r]^2 (Pi a^2 (beta01 pdz con0p BesselJ[0,kappa0p r]^2+
(betaa sdz con0s+
Ba (lmas+ASEmenos[[i]])) BesselJ[0,kappa0s r]^2))/(1+(Pi a^2 (beta01 pdz con0p
BesselJ[0,kappa0p r]^2+
((betaa+betae) sdz con0s+Bae (lmas+ASEmenos[[i]])) BesselJ[0,kappa0s r]^2))),
{r,0,a}];
adz=N[2 Pi alfaem integra2];
(*Rotina para b(z) *)
bdz=alfaam (etas-adz/alfaem);
(*Rotina para g01s(z) *)
g01s=-attens+adz-bdz;
p01z=pdz Exp[g01p deltax];
s01z= sdz Exp[g01s deltax];

```

```

pasemas=(lmas+ruido adz/g01s) Exp[g01s deltaz] -ruido adz/g01s;
pdz=p01z;
sdz=s01z;
lmas=pasemas;
a01z[j]=adz;g01sz[j]=g01s;gpz[j]=g01p;
p01[j]=p01z;s01[j]=s01z;pasema[j]=pasemas,{j,0,Z,deltaz};(*Fim do Do *)
bom=Table[{j,10 Log[10,10^3 pp01 p01[j]]},{j,0,Z,deltaz}];
senal=Table[{j,10 Log[10,10^3 ps0 s01[j]]},{j,0,Z,deltaz}];
asemas=Table[{j,10 Log[10,1000 pasema[j]]},{j,0,Z,deltaz}];
coefp=Table[{j,gpz[j]},{j,0,Z,deltaz}];
coefa=Table[{j,a01z[j]},{j,0,Z,deltaz}];
coefgan=Table[{j,g01sz[j]},{j,0,Z,deltaz}];
coefpc=Interpolation[coefp];
coefac=Interpolation[coefa];
coefganc=Interpolation[coefgan];
solucion=NDSolve[{y'[x]==-coefganc[x] y[x]-ruido coefac[x],y[Z]==0},
y,{x,0,Z}];
ASEMENOS=Max[solucion];
ASEMAS=Interpolation[asemas];
SINAL=Interpolation[senal];
BOMBEIO=Interpolation[bom];
SAIDA[itera]=SINAL[Z];
(*Print["Iteração No.",itera," Sinal de saída [dBm]=",N[SAIDA[itera],20]]*},{u,1,NUM+1}};
erro=Abs[N[SAIDA[ITER+1]-SAIDA[ITER],20]];
If[erro<10^-3,Print["Convergencia OK!!"],Print["CUIDADO:L é maior que Lmax. Aumentar
bombeio ou diminuir L"]]
(* ##### Eq. Diferenciais finais ##### *)
sinalfinal=NDSolve[{y'[x]==coefganc[x] y[x],y[0]==1},y,{x,0,Z}];
bombeiofinal=NDSolve[{y'[x]==coefpc[x] y[x],y[0]==1},y,{x,0,Z}];
asemasfinal=NDSolve[{y'[x]==coefganc[x] y[x]+ruido coefac[x],y[0]==10^-50},
y,{x,0,Z}];
asemenosfinal=NDSolve[{y'[x]==-coefganc[x] y[x]-ruido coefac[x],y[Z]==10^-50},
y,{x,0,Z}];
EXERUIDO=NDSolve[{y'[x]==(coefac[x]
etas)/(y[x]/.sinalfinal),y[0]==0},
y,{x,0,Z}];
ganancia=N[10 Log[10,1000 ps0 Max[y[x]/.sinalfinal/.x->Z]]-10 Log[10,ps0 1000]];
FIGRUIDO=10 Log[10,N[Max[y[j]/.EXERUIDO/.j->Z]+1]];
ASEMASFIN=10 Log[10,1000 N[Max[y[j]/.asemasfinal/.j->Z]]];
ASEMENOSFIN=10 Log[10,1000 N[Max[y[j]/.asemenosfinal/.j->0]]];
saida[n]={lambdas, ganancia, FIGRUIDO, ASEMASFIM, ASEMENOSFIN}, {n, Nmin, Nmax, deltaN}
]; (* ##### Fim do loop principal ##### *)
Print["Lambdas," G[dB]," F[dB]," ASE+[dBm]," ASE--[dBm]"];
Do[
Print[Part[saida[j],1]," ",Part[saida[j],2]," ",Part[saida[j],3]," ",Part[saida[j],4],"
",Part[saida[j],5]],
{j,Nmin,Nmax,deltaN}
];
Print["Lambdas," G[dB]," F[dB]," ASE+[dBm]," ASE--[dBm]"];
Do[
Print[Part[saida[j],1]," ",Part[saida[j],2]," ",Part[saida[j],3]," ",Part[saida[j],4],"
",Part[saida[j],5]],
{j,Nmin,Nmax,deltaN}
];

```

Apêndice 4 - Tabela Normalizada das Secções Transversais de Emissão e Absorção em Função do Comprimento de Onda.

$\lambda[\mu\text{m}]$	σ_e	σ_a
1,5	0,2097	0,48432
1,501	0,21585	0,49049
1,502	0,22212	0,49666
1,503	0,2285	0,50283
1,504	0,23498	0,50901
1,505	0,24154	0,5152
1,506	0,24816	0,5214
1,507	0,25484	0,52763
1,508	0,26154	0,53388
1,509	0,26825	0,54016
1,51	0,27495	0,54647
1,511	0,28163	0,55282
1,512	0,28826	0,55924
1,513	0,29485	0,56577
1,514	0,30139	0,57247
1,515	0,30792	0,57948
1,516	0,31451	0,58701
1,517	0,32133	0,59538
1,518	0,32866	0,60504
1,519	0,33705	0,6166
1,52	0,34733	0,63083
1,521	0,36077	0,64855
1,522	0,37908	0,67061
1,523	0,40436	0,69765
1,524	0,43889	0,72993
1,525	0,48463	0,76711
1,526	0,54263	0,80809
1,527	0,6123	0,85094
1,528	0,69085	0,89297
1,529	0,77314	0,93103
1,53	0,85203	0,96188
1,531	0,9195	0,9827
1,532	0,96811	0,99157
1,533	0,99256	0,98777
1,534	0,99096	0,97194
1,535	0,96524	0,94594
1,536	0,92068	0,91251
1,537	0,86472	0,87482
1,538	0,80539	0,83596
1,539	0,74973	0,79855
1,54	0,70281	0,76447
1,541	0,66731	0,73477
1,542	0,64366	0,70972
1,543	0,63063	0,68904
1,544	0,62605	0,67202
1,545	0,62743	0,65782
1,546	0,63243	0,64557
1,547	0,6391	0,63449
1,548	0,64595	0,62397
1,549	0,65194	0,61354
1,55	0,65634	0,60288
1,551	0,65868	0,5918
1,552	0,65867	0,58019
1,553	0,65613	0,56799
1,554	0,65097	0,5552
1,555	0,64315	0,54183

1,556	0,63269	0,52791
1,557	0,61967	0,51347
1,558	0,6042	0,49858
1,559	0,58647	0,48327
1,56	0,5667	0,4676
1,561	0,54518	0,45163
1,562	0,52222	0,43542
1,563	0,49818	0,41901
1,564	0,47346	0,40248
1,565	0,44845	0,38587
1,566	0,42355	0,36925
1,567	0,39911	0,35266
1,568	0,37548	0,33618
1,569	0,35293	0,31983
1,57	0,33169	0,30369
1,571	0,31193	0,28778
1,572	0,29376	0,27217
1,573	0,27721	0,25688
1,574	0,26231	0,24195
1,575	0,24899	0,22742
1,576	0,2372	0,21333
1,577	0,22684	0,19968
1,578	0,21779	0,18652
1,579	0,20994	0,17385
1,58	0,20316	0,16169
1,581	0,19732	0,15005
1,582	0,19232	0,13894
1,583	0,18804	0,12837
1,584	0,18437	0,11833
1,585	0,18122	0,10883
1,586	0,17849	0,09985
1,587	0,17612	0,0914
1,588	0,17402	0,08346
1,589	0,17214	0,07602
1,59	0,17044	0,06907
1,591	0,16885	0,06259
1,592	0,16735	0,05657
1,593	0,1659	0,05099
1,594	0,16448	0,04582
1,595	0,16306	0,04106
1,596	0,16163	0,03667
1,597	0,16017	0,03265
1,598	0,15868	0,02897
1,599	0,15713	0,02561
1,6	0,15554	0,02254