

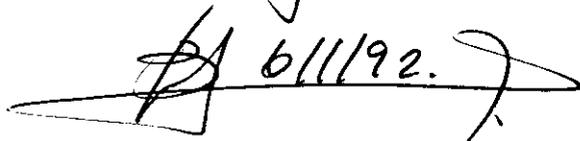
APLICAÇÕES DE FIBRAS ÓPTICAS DOPADAS COM Er^{3+}

por

EUNÉZIO ANTÔNIO DE SOUZA

Orientador: Prof. Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz

Este exemplar corresponde
à redação final da Tese
do aluno e aprovada
pela Comissão Julgadora.

 6/11/92.

Tese de doutorado apresentada ao
Instituto de Física Gleb Wataghin
Universidade Estadual de Campinas

Dezembro de 1991

**Este trabalho contou com o apoio financeiro da
TELEBRAS, FAPESP, CNPq,
FINEP e FAP-UNICAMP.**

BANCA EXAMINADORA:

Dr. Carlos Henrique Brito Cruz (orientador-IFGW)

Dr. Hugo Fragnito (UNICAMP-IFGW)

Dr. Sergio Celaschi (CPqD-TELEBRAS)

Dr. Cesar Augusto Por Deus Evora (CPqD-TELEBRAS)

Dr. Nilson Dias Vieira (IPEN)

Dr. Carlos Lenz Cezar (UNICAMP-IFGW)

Dr. Alvin Kiel (UNICAMP-IFGW)

Agradecimentos

Ao Brito Kabrito, primeiro por ter me dado oportunidade de trabalhar com um assunto interessante; segundo, por ter me perguntado onde está a física, em momentos decisivos; terceiro, por ainda estar esperando a resposta, e quarto para que não perca a paciência.

Ao Hugo, pela paciência em discutir e humildade ao ensinar, e principalmente pelos conselhos...

Ao Kiel, pelo exemplo de sabedoria, pela disposição em ensinar e pelo seu astral...

Ao Waldemar, pela dedicação e cuidado com que realizava meus pedidos.

Ao Minhoca (Edivaldo) pela assistência sempre em dia.

Às secretárias Maria Inês, Cidinha, Estela, Rose Mary, Rosemary, Melita e Simone pela ajuda sem precedentes e inumeráveis nestes quase cinco anos.

Aos 'guardinhas' Eduardo e Roberto pela disposição em ajudar.

À Valéria pela "iniciação" científica e pela garra que sempre demonstra.

Ao meu amigo Franklin por tudo!!!

Aos amigos Márcio e Flávio, pela sempre agradável companhia e pela ajuda em momentos difíceis.

À Carla Papaléo pela ajuda incondicional a que sempre se dispôs.

Ao pessoal da TELEBRAS pela disposição e agilidade com que sempre atendiam aos meus pedidos.

Ao Alexandre (Poporov), Leandro (Galo!), Adriana e Marcos (Cabrinha) pelas discussões e constantes questionamentos que me fizeram refletir e aprender.

Ao Tsuda e Telma pela "correção" da tese e pelo companheirismo.

Ao Janúncio e Nilsom pelo compartilhamento de idéias e espaço.

À Lyriam, pela compreensão, pelo carinho e pela "correção" minuciosa da tese.

Aos amigos que ao longo desta jornada sempre me ajudaram e incentivaram, João Vargas&Ju Schiel, Dietrich Schiel&Mirjam Schiel, Vitor Warwar&Ju Warwar, Gisele Ganade&Ivo Dacol, Niza Tank, Adriana Giarolla, Amim Feres, Ana Paula Brant, Eliana Lotufo, Denise Magalhães, Fernadinho Paiva, Neuza Pereira

Ao trio trindade: Flavio Aristone&Alê Baba&Newtinho pelo que só vocês sabem...

À música (An die Musik) por me livrar de muitos momentos amargos da vida...

Aos meu parentes, tiGlicério, tiLadim, tiaMaria e tiaIlka pela ajuda que sempre me deram...

Aos meus irmãos Nofrinho, Zezé, Lalá, Fátima, Cerinho e Norinho pela interação forte a longa distância...

Dedicatória I

À minha mãe
Eni Portes Leão de Souza
(*in memoriam*)

Dedicatória II

À raça Negra,
para que seja combativa,
hoje e sempre!!!

RESUMO

Apresentamos nesta tese um estudo das aplicações de fibras ópticas dopadas com Érbio em amplificadores e lasers. Como amplificadores, determinamos as características das fibras de forma a apresentarem um melhor desempenho em sistemas de comunicação via fibra óptica. Para tal, concluímos que as fibras devem possuir um núcleo pequeno e/ou a concentração de Érbio confinada em seu centro, para haver maior superposição entre a região dopada e os feixes de bombeio e sinal. Concluímos também que a concentração de Érbio deve ser pequena para evitar efeitos cooperativos de conversão ascendente de energia que depopulam o nível meta-estável ($I_{13/2}$), diminuindo a eficiência do bombeio.

Como laser, obtivemos a operação CW, à temperatura ambiente. O laser de fibra dopada com Érbio, apesar de operar como um sistema de 3-níveis, apresentou uma baixíssima potência de limiar (~ 20 mW). Isto se deve à sua favorável geometria e à alta intensidade no núcleo. Com uma fibra multimodo obtivemos um laser de fibra com alta potência (~ 500 mW) que pode ser usado como fonte de bombeio para medidas de óptica não linear. Utilizamos também o laser de fibra para geração de pulsos curtos pela técnica de acoplamento de modos ('mode locking') ativo e passivo. Com o acoplamento de modos ativo obtivemos pulsos de 80 ps de duração e potência de pico de 0.6 W. Com o acoplamento de modos passivo, usando um filme semiconductor de IaGaAs/InP como absorvedor saturável, obtivemos pulsos de 1 ns de duração com potência de pico de ~ 12 W.

ABSTRACT

In this work we study the applications of Erbium doped fiber as amplifiers and lasers. As an amplifier, we determined the fiber characteristics which optimize its performance at an optical fiber communication system. We conclude that the fibers should have a small core radius and/or an Erbium distribution confined as close as possible the center of the fiber in order to optimize the overlap between the doped region and the lighth of the pump and signal. We also conclude that the concentration should be low to prevent cooperative upconversion mechanisms that depopulate the meta stable level reducing the pump efficiency.

As a laser, we obtained CW operation at room temperature. The Erbium doped fiber laser, despite its operation as a 3-level system, had a very low threshold pump power (~ 20 mW). This is due to the favorable geometry and the high intensity in the core region. Using a multimode Erbium doped fiber, we obtained a high power output of ~ 500 mW. We also obtained passive and active mode locking operation of the Erbium doped fiber laser. In active mode locking, pulses of 80 psec duration with 0,6 W of peak power were obtained. The passive mode locking operation, using a bulk semiconductor as saturable absorber, generated pulses of 1 nsec of duration with peak power of ~ 12 W.

Conteúdo

1	Introdução	1
2	Propriedades do Er^{3+}	5
2.1	Introdução	5
2.2	Método de fabricação das fibras dopadas	7
2.2.1	O método MCVD	7
2.2.2	Alteração para fabricação das fibras dopadas	9
2.3	Efeito da matriz hospedeira	12
2.4	Efeito da concentração de dopantes	14
2.5	Distribuição de dopantes	14
2.6	O íon de Er^{3+} como um sistema de 3-níveis.	19
3	Amplificador a fibra dopada com Er^{3+}	23
3.1	Introdução	23
3.2	Equações de Propagação	26
3.3	Configuração experimental	27
3.4	Desempenho das fibras	29
3.5	Medida em Fibra com Érbio confinado	34
4	Lasers de fibra óptica dopada com Er^{3+}	41
4.1	Laser contínuo	41
4.1.1	Laser de baixa potência	41
4.1.2	Laser de alta potência	43
4.2	'Q-switching' ativo do laser de fibra dopada	49
5	Geração de pulsos ultracurtos	57
5.1	'Mode locking' ativo do laser de fibra dopada.	58

5.1.1	Aparato experimental do laser de fibra com modos acoplados ativamente	58
5.1.2	Medidas da duração do pulso	60
5.1.3	'Mode locking' 'Q-switching' e ativos do laser de fibra dopada com Érbio	66
5.1.4	Sintonia do laser de fibra dopada com Érbio com modos acopla- dos ativamente	66
5.2	Mode locking passivo do laser de fibra dopada	68
6	Conclusões	79

Lista de Figuras

2.1	<i>Comparação dos níveis de energia do Érbio: teórico, íon livre e em um cristal (Ref. [1]).</i>	6
2.2	<i>Esquema do método MCVD para preparação de fibras ópticas. a) deposição, b) Colapso para produzir a pré-forma e c) puxamento da fibra (Ref. [2]).</i>	8
2.3	<i>Processo da fase vapor para produção de fibras ópticas dopadas com terras-raras (Ref. [4]).</i>	10
2.4	<i>Esquema do processo de solução dopada para fabricação de fibras dopadas com terras-raras via MCVD (Ref. [5]).</i>	11
2.5	<i>Espectro de ganho (amplificação da emissão espontânea) de duas fibras codopadas com Germânio e Alumínio (Ref. [6]).</i>	12
2.6	<i>Espectro de absorção do estado excitado e fundamental numa fibra codopada com Alumínio (Ref. [7]).</i>	13
2.7	<i>Dependência da eficiência de conversão de energia com a concentração de Er^{3+} (Ref. [8]).</i>	15
2.8	<i>Mecanismo cooperativo de conversão ascendente para os íons de Er^{3+} (Ref. [9]).</i>	16
2.9	<i>Distribuição de dopantes em fibra a base de Germânio dopada com Er^{3+} preparada por MCVD (Ref. [10]).</i>	17
2.10	<i>Distribuição de dopantes em fibra a base de Alumínio dopada com Er^{3+} preparada por MCVD (Ref. [10]).</i>	18
2.11	<i>Diagrama de níveis de energia para um sistema de 3-íveis ideal.</i>	19
3.1	<i>Aplicações dos amplificadores a fibra dopada com Érbio.</i>	24
3.2	<i>Espectro de absorção de uma fibra dopada com Érbio (Ref. [13]).</i>	25
3.3	<i>Simulação da propagação do bombeio e sinal ao longo de uma fibra dopada com Érbio.</i>	28

3.4	<i>Configuração experimental usada para medidas de ganho em amplificadores a fibra dopadas com Érbio.</i>	29
3.5	<i>Espectro de ganho das fibras codopadas com Al_2O_3 (linha sólida) e GeO_2 (linha pontilhada).</i>	30
3.6	<i>Determinação do comprimento ótimo das fibras F1 e F2</i>	32
3.7	<i>Ganho em 1535 nm como função da potência de bombeio para as fibras F1(Δ), F2(o) e F3(\square).</i>	33
3.8	<i>Configuração experimental com acoplador de 4-PORTAS usado na caracterização de fibras dopadas com Érbio.</i>	35
3.9	<i>Ganho em função do comprimento de fibra. Fibra dopada com Érbio confinado.</i>	36
4.1	<i>Diagrama esquemático de um laser de fibra</i>	42
4.2	<i>Curva característica da operação CW do laser de fibra dopada com Érbio.</i>	44
4.3	<i>Diagrama esquemático do laser de fibra dopada com Érbio de alta potência. O prisma SF10 é usado para separar o feixe de bombeio (514,5 nm) do feixe de saída do laser (1530 nm).</i>	45
4.4	<i>Potência de saída à temperatura ambiente (o) à baixa temperatura (Δ) em função da potência de bombeio para 1 m de fibra. A máxima potência de saída (\square) foi obtida com uma fibra de 2 m de comprimento.</i>	47
4.5	<i>Espectro de saída do laser de fibra de alta potência medido à temperatura ambiente.</i>	48
4.6	<i>Espectro de saída do laser de fibra de alta potência medido à temperatura de 77 K.</i>	48
4.7	<i>Configuração experimental do laser de fibra dopada com Érbio usando a) modulação mecânica, b) modulação acústico óptica.</i>	50
4.8	<i>Duração do pulso 'Q-switched' (o) e o 'buildup time' (\square) do laser de fibra dopada com Érbio em função da potência de bombeio acoplada à fibra.</i>	51
4.9	<i>Potência de pico do pulso 'Q-switched' do laser de fibra dopada com Érbio em função da frequência de modulação do 'chopper' (\square) e do modulador acústico óptico, MAO (linha sólida).</i>	52
4.10	<i>Pulso 'Q-switched' do laser de fibra dopada com Érbio usando um 'chopper' como elemento chaveador da cavidade a uma taxa de repetição de 500 Hz.</i>	53

5.1	<i>Configuração experimental do laser de fibra dopada com Érbio com modulador acústico óptico</i>	58
5.2	<i>Cela de casamento de índice de refração</i>	59
5.3	<i>Trem de pulsos do laser de fibra dopada com Érbio com modos acoplados ativamente.</i>	60
5.4	<i>Pulso do laser de fibra dopada com Érbio com modos acoplados ativamente.</i>	61
5.5	<i>Duração do pulso do laser de fibra dopada com Érbio em função da variação do comprimento da cavidade</i>	62
5.6	<i>Configuração experimental para medida do traço da 'streak camera'.</i>	63
5.7	<i>Pulso do laser de fibra dopada com Érbio com modos acoplados ativamente por um modulador acústico óptico e medido por uma 'streak camera' IMACOM modificada.</i>	64
5.8	<i>Duração do pulso do laser de fibra dopada com Érbio (\square) em função da potência de RF aplicada ao modulador acústico óptico. A linha sólida é um ajuste dos pontos usando o modelo de Kuizenga e Sigmann.</i>	65
5.9	<i>Envelope de pulso Q-switched e 'mode locked'.</i>	67
5.10	<i>Diagrama esquemático do LFDE 'mode locked' acústico opticamente e sintonizável.</i>	68
5.11	<i>Duração do pulso em função do comprimento de onda (curva sólida). A curva pontilhada é a amplificação da emissão espontânea da fibra a base de Al_2O_3.</i>	69
5.12	<i>Perfil temporal do pulso mais curto do laser de fibra dopada com Érbio sintonizável obtido em 1533 nm.</i>	70
5.13	<i>Espectro do pulso de 100 ps do laser de fibra dopada com Érbio sintonizável</i>	71
5.14	<i>Laser da fibra dopada com Érbio com modos passivamente acoplados por um filme de InGaAs/InP</i>	71
5.15	<i>Curva de transmitância do filme semiconductor de InGaAs/InP</i>	72
5.16	<i>Envelope do chaveamento-Q do laser de fibra dopada com Érbio com modos acoplados passivamente.</i>	74
5.17	<i>'Q-switching' passivo do laser de fibra dopada com Érbio com cavidade estendida a 750 m.</i>	75
5.18	<i>Pulso do laser de fibra dopada com Érbio 'mode locked' e com cavidade estendida a 750 m.</i>	75
5.19	<i>Pulso do laser de fibra dopada com Érbio 'mode locked' e com cavidade estendida a 250 m</i>	76

Lista de Tabelas

2.1	<i>Razão entre as secções de choque de absorção do estado excitado e fundamental ($\sigma_{AEE}/\sigma_{AEF}$) em função do comprimento de onda</i>	14
3.1	<i>Parâmetros da fibras dopadas com Érbio, feitas pela AT&T e TELEBRAS usadas nas medidas de ganho.</i>	31
3.2	<i>Fibra com Érbio confinado (Er013).</i>	34
4.1	<i>Fibra óptica monomodo dopada com Érbio.</i>	43
4.2	<i>Parâmetros da fibra óptica multimodo dopada com Érbio.</i>	46

Capítulo 1

Introdução

A possibilidade de se incorporar elementos terras raras no núcleo de fibras ópticas monomodo[1] tem permitido desenvolver uma nova classe de dispositivos ativos e passivos, tais como lasers[6], amplificadores[3] e sensores[4]. Elementos tais como Er^{3+} , Nd^{3+} , Pr^{3+} , Tb^{3+} , Ho^{3+} têm sido usados como dopantes[3], mas um maior interesse tem sido dado às fibras dopadas com Érbio, devido ao fato de apresentarem uma larga banda de emissão (≈ 30 nm) em torno de $1,54 \mu\text{m}$, o que coincide com o comprimento de onda onde as fibras de sílica apresentam menor atenuação ($\approx 0,2$ dB/Km).

A idéia de dopar o núcleo das fibras com elementos terras raras teve início nos anos 60. Koester e Snitzer[6] foram os primeiros a produzir uma fibra com núcleo dopado com Nd^{3+} e estudar a amplificação na região de $1,06 \mu\text{m}$. Em 1973, Stone e Burrus[7] conseguiram pela primeira vez a operação, à temperatura ambiente, de um laser de Nd^{3+} , cujo meio ativo apresentava a geometria de uma fibra óptica. O laser era bombeado em 590 nm e 514,5 nm com um laser de corante pulsado e um laser de argônio, respectivamente. Em 1974, Stone e Burrus[8] conseguiram a operação CW de um laser de fibra dopada com Nd^{3+} , à temperatura ambiente, bombeado por um laser de semiconductor (GaAs). No entanto, só em 1986, Poole et al[1], conseguiram produzir fibras dopadas que apresentavam qualidades que permitiam desenvolver dispositivos capazes de serem usados em sistemas de comunicação ópticas. Estas fibras se caracterizavam por uma grande absorção na região do visível e baixa perda na região do infravermelho.

As fibras dopadas com Érbio têm sido mais estudadas devido ao fato de poderem ser utilizadas como amplificadores em sistemas de comunicação via fibra óptica. Os sistemas de comunicação via fibra óptica atuais são compostos de repetidores regener-

ativos que são inseridos na linha de transmissão para compensar a atenuação do sinal causada pela fibra. Em um repetidor convencional, o sinal óptico é primeiro convertido em um sinal elétrico por um fotodiodo, e depois é amplificado por um circuito eletrônico. O sinal elétrico amplificado é reconvertido em um sinal óptico por um diodo laser semiconductor e reinjetado na fibra. Este sistema é caro, e introduz ruído na comunicação. Em amplificadores a fibra dopada com Érbio, o sinal óptico pode ser amplificado diretamente, tornando o sistema inteiramente óptico. Os amplificadores a fibra dopada com Érbio apresentam muitas vantagens quando comparados ao sistema convencional; uma das mais importantes é que a largura de banda do amplificador a fibra é da ordem de 1 THz. Em sistemas amplificadores eletrônicos convencionais, a largura de banda está limitada a 10 GHz. Além disso, os amplificadores a fibra dopadas com Érbio apresentam baixo ruído e alta potência de saída.

A operação CW do laser de fibra foi obtida pela primeira vez por Mears et al[9], utilizando uma fibra dopada com Nd^{3+} em dois tipos de cavidade, em anel e Fabry-Perot, bombeada por lasers de GaAlAs e corante, respectivamente. O fato das fibras serem de boa qualidade fez com que a potência de limiar se tornasse baixa (100 μW no caso da cavidade Fabry-Perot). Mears et al[6] também conseguiram a operação CW e Q-switching, com pulsos de 100 ns de duração, com uma fibra dopada com Érbio. A operação em regime de mode locking foi obtida por Alcock et al[1] com uma fibra dopada com Nd^{3+} . Usando um modulador acústico óptico, conseguiram pulsos com 1 ns de duração. Depois destes trabalhos, várias técnicas[11]-[16] têm sido usadas na geração de pulsos curtos.

Neste trabalho, enfocamos a geração de pulsos curtos e caracterização de fibras dopadas. Especificamente, utilizamos a técnica de mode locking ativo e passivo para geração de pulso curtos. Os pulsos curtos gerados são importantes porque estão na faixa de duração dos pulsos usados em estudos de propagação de sólitons.

Esta tese é organizada da seguinte forma: No capítulo 2, descrevemos as propriedades fundamentais das fibras dopadas com Érbio no que diz respeito ao seu uso em amplificadores e lasers. No capítulo 3, apresentamos um estudo da caracterização das fibras dopadas, afim de apresentarem melhor desempenho como amplificadores em sistema de comunicação óptica. No capítulo 4, descrevemos o uso das fibras dopadas como meio ativo para lasers operando continuamente e em regime de Q-switching. No capítulo 5, descrevemos a geração de pulsos curtos nos lasers de fibras dopadas. Finalmente, no capítulo 6, apresentamos um resumo do trabalho e as perspectivas de investigações a serem feitas.

Bibliografia

- [1] S.B. Poole, D.N. Payne, and M.E. Ferman, "*Fabrication of low-loss optical fiber containing rare-earth ions*", Electron. Lett. 21, 737 (1985).
- [2] R.J. Mears, L. Reekie, S.B. Poole, and D.N. Payne, "*A low threshold tunable CW and Q-switched fiber laser operating at 1.55 μ m*", Electron. Lett. 22, pp.159 (1986).
- [3] R.J. Mears, L. Reekie, I.M. Jauncey, and D.N. Payne, "*High-gain rare-earth doped fiber amplifier at 1.54 μ m*", Optical Fiber Communication, Reno, USA, 1987.
- [4] M.C. Farries, M.E. Fermann, R.I. Laming, S.B. Poole, D.N. Payne, A.P. Leach, "*Distributed temperature sensor using Nd³⁺-doped optical fiber*", Electron. Lett. 22, 418 (1986).
- [5] S.B. Poole, D.N. Payne, R.J. Mears, M.E. Fermann and R.I. Laming "*Fabrication and characterization of low-loss optical fiber containing rare-earth ions*" J. Lightwave technol. LT-4, 870 (1986).
- [6] C.J. Koester and E. Snitzer "*Amplification in a fiber laser*", Appl. Opt. 3, 1182 (1964).
- [7] J. Stone and C.A. Burrus "*Neodymium-doped fiber lasers in end-pumped fiber geometry*", Appl. Phys. Lett. 23, 388 (1973)
- [8] J. Stone and C.A. Burrus "*Neodymium-doped fiber lasers: Room temperature CW operation with an injection laser pump*", Appl. Opt. 13, 1256 (1974)
- [9] R.J. Mears, L. Reekie, S.B. Poole, and D.N. Payne, "*Neodymium-doped silica single-mode fiber laser*", Electron. Lett. 21, 738 (1985).

- [10] I.P. Alcock, A.I. Ferguson, D.C. Hanna, and A.C. Tropper, "*Mode-locking of a neodymium-doped monomode fiber laser*", Electron. Lett. 22, pp. 268-269 (1986).
- [11] M.W. Phillips, A.I. Ferguson, G.S. Kino and D.B. Patterson, "*Mode-locked fiber laser with a phase modulator*", Opt. Lett. 14, 580 (1989).
- [12] D.C. Hanna, A. Kazer, M.W. Phillips, D.P. Shepherd and P.J. Suni, "*Active mode-locking of an Yb:Er fiber laser*", Electron. Lett. 25, 95 (1989).
- [13] M.W. Phillips, A.I. Ferguson and D.C. Hanna, "*Frequency modulation mode locking of a Nd³⁺-doped fiber laser*", Opt. Lett. 14, 219 (1989).
- [14] G. Geister and R. Ulrich, "*Neodymium fiber laser with integrated-optic mode locker*", Opt. Commun. 68, 187-189 (1989).
- [15] J.D. Kafka, T. Baer and D.W. Hall, "*Mode-locked Erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping*", Opt. Lett. 15, 1269 (1989).
- [16] J.B. Schlager, Y. Yamabayashi, D.L. Franzen and R.I. Juneau, "*Mode-locked long-cavity, Erbium fiber laser with subsequent soliton-like compression*", IEEE Photonics Technology Lett. 1, 264 (1989).

Capítulo 2

Propriedades do íon trivalente de Érbio

Neste capítulo, descrevemos algumas das propriedades básicas do íon trivalente de Érbio, que serão importantes para a compreensão de alguns efeitos em lasers e amplificadores nos capítulos seguintes. Descrevemos também o processo de fabricação das fibras dopadas com elementos terras-raras.

2.1 Introdução

O Érbio em sólidos é normalmente trivalente, e sua configuração eletrônica é $4f^{11}5s^25p^6$. Os elétrons 4f, que são responsáveis pelas transições na região do visível e infra vermelho próximo, não são os mais externos. Eles são "protegidos" de campos externos por duas camadas eletrônicas com ampla extensão radial ($5s^25p^6$), o que explica a natureza atômica do seu espectro. Com isso, os elétrons 4f são somente fracamente perturbados pela vizinhança. A Figura 2.1 mostra um diagrama de energia do íon de Er^{3+} , de onde se pode fazer uma comparação entre os níveis de energia calculados, medidos com o íon livre e medidos com o íon em um cristal de $(C_2H_5SO_4)_39H_2O$ [14].

Quando um íon é colocado em um cristal, ele sofre a ação de um campo eletrostático inhomogêneo (o campo cristalino), que é produzido pela distribuição de carga no cristal. Este campo distorce a camada fechada do íon de Er^{3+} . Este efeito é mais pronunciado na camada não fechada 4f, pois remove um certo grau da degenerescência, produzindo modificações no espectro de energia. Com a interação com

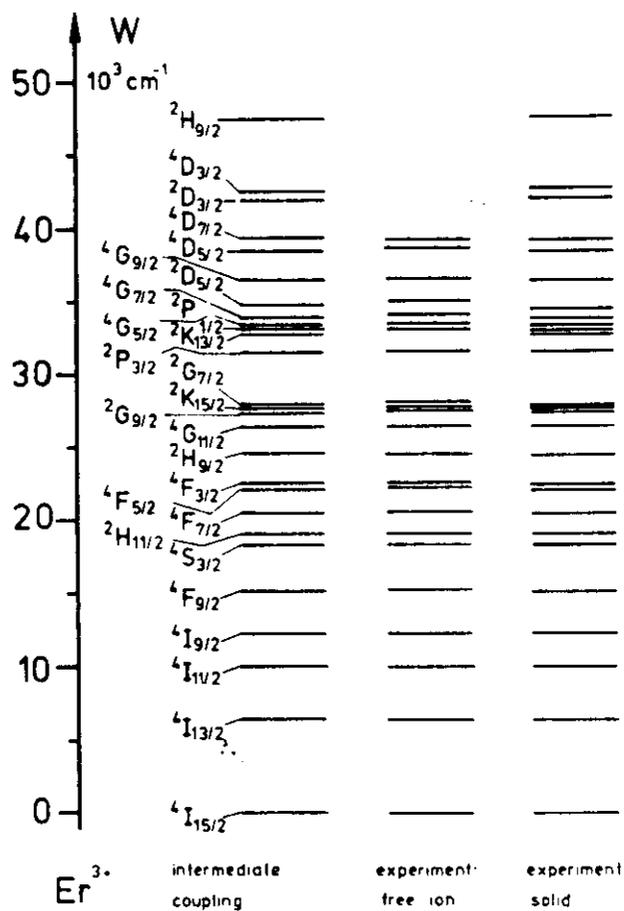


Figura 2.1: Comparação dos níveis de energia do Érbio: teórico, íon livre e em um cristal (Ref. [1]).

o campo cristalino, cada multiplete separa-se em um certo número de linhas. Esta separação é usualmente muito menor que a separação de energia entre os multipletos.

Os níveis de energia são alargados por seus tempos de vida característicos e por inhomogeneidade da matriz hospedeira. As propriedades da matriz hospedeira são responsáveis por muitas propriedades fundamentais das transições ópticas do Érbio, tais como a secção de choque de emissão e tempos de vida radiativos e não-radiativos.

Em matriz vítrea, numa vizinhança bem próxima, o campo "sofrido" por cada íon é o mesmo que em um cristal. Em longas distâncias, a variação da distribuição de cargas na matriz vítrea é aleatória. Portanto, o campo cristalino "visto" por cada íon varia, o que implica em um alargamento inhomogêneo nas linhas de absorção e emissão. Este comportamento é observado nos espectros dos íons terras-raras dopados em fibras ópticas de silício.

2.2 Método de fabricação das fibras dopadas

As fibras dopadas com Érbio são fabricadas modificando os processos convencionais de fabricação de fibras 'standard'. As fibras ópticas são puxadas de pré-formas cujas características determinam a fibra. Dois processos são largamente usados na fabricação de fibras: o MCVD (Modified Chemical Vapour Deposition)[2] e o VAD (Vapour Axial Deposition)[3]. Descreveremos o processo MCVD, com as modificações requeridas para incorporação de dopantes como o Er^{3+} .

2.2.1 O método MCVD

O método MCVD é baseado na alta temperatura de oxidação dos gases reagentes dentro de um tubo girante aquecido com uma fonte externa. Um esquema do processo é mostrado na Figura 2.2. Quantidades controladas de dopantes são transportadas para a zona de reação pela passagem de gases (por exemplo O_2) através do precursor líquido, usualmente hálido, para evitar a contaminação de impurezas de íons de metais de transição. O tetra cloreto de silício ($SiCl_4$) é usado para formar a sílica, o principal componente da fibra óptica. A sílica (SiO_2) é atrativa devido às características de baixa perda e baixa dispersão nas regiões de 1300 nm e 1500 nm e também pela alta resistência mecânica e química. Os compostos GeO_2 e P_2O_5 são normalmente adicionados ao núcleo da fibras para aumentar o índice de refração.

Os gases reagentes (O_2 , N_2 e He) passam por dentro do tubo de sílica girante (substrato), que é montado em um torno. O tubo é aquecido por um maçarico que

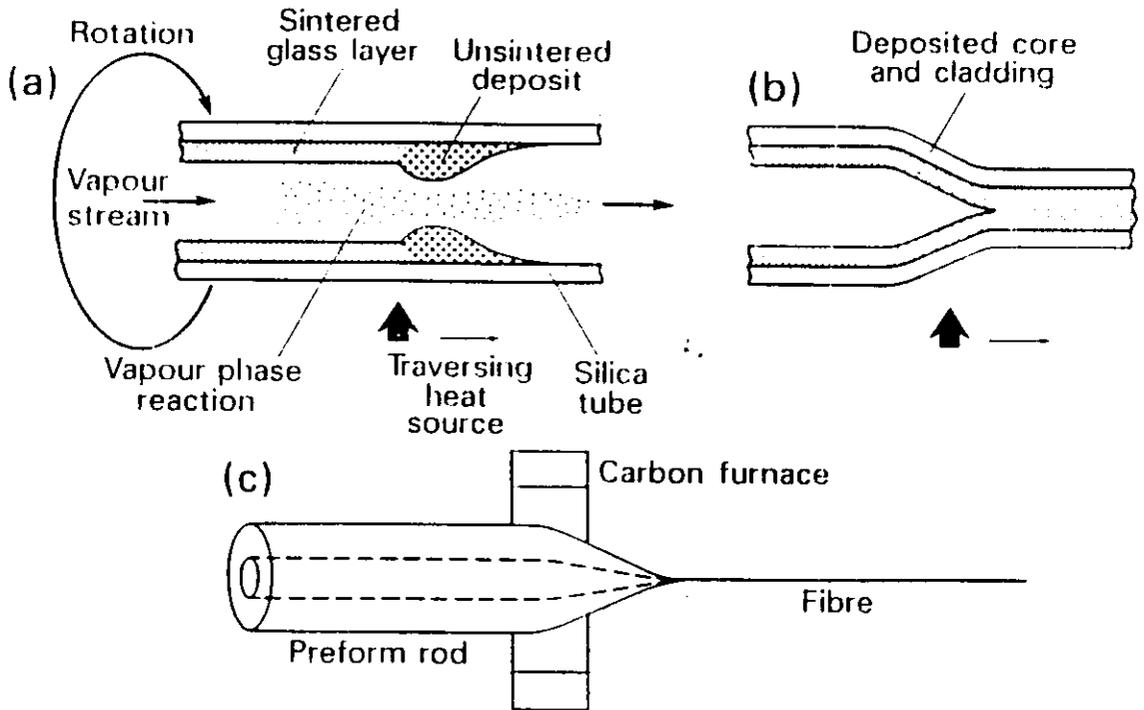


Figura 2.2: Esquema do método MCVD para preparação de fibras ópticas. a) deposição, b) Colapso para produzir a pré-forma e c) puxamento da fibra (Ref. [2]).

se move na mesma direção do fluxo dos gases. A oxidação dos gases na zona aquecida pelo maçarico (1700 °C) resulta na formação e deposição de uma fuligem de partículas óxidas. Como o maçarico passa por esta camada, ela é fundida ao vidro pela viscosidade do sinter. A temperatura de deposição depende da composição do vidro e é suficientemente alta para sinterizar o material depositado, mas não tão alta para causar distorções no tubo (usualmente entre 1300 °C e 1500 °C). As camadas com índice definido são crescidas desta forma. Depois de depositada a quantidade de material requerida, o tubo é colapsado numa barra sólida por aquecimento a aproximadamente 2000 °C. Esta temperatura é suficiente para amolecer o vidro e permitir o colapso com baixas tensões superficiais.

A fibra é puxada da pré-forma pelo aquecimento da barra e estendida ao diâmetro requerido (usualmente 125 µm). Durante o processo a fibra é revestida com uma camada plástica para proteção.

2.2.2 Alteração para fabricação das fibras dopadas

Várias técnicas para incorporação de íons terras raras têm sido desenvolvidas e adequadas a ambos os processos VAD e MCVD. Os reagentes organometálicos com alta pressão de vapor têm sido empregados no método convencional MCVD, com os íons terras-raras sendo transportados na fase de vapor para a zona de reação da mesma maneira que os materiais que formam o vidro. A técnica é simples de implementar, mas os precursores são tóxicos, não muito disponíveis e caros.

Uma alternativa muito usada, desenvolvida em Southampton, explora a alta pureza atingida via fase vapor, sem necessitar de novos reagentes. Os precursores sólidos de terras-raras com baixa pressão de vapor são incorporados ao processo de fabricação[1], como mostrado na Figura 2.3. O precursor das terras-raras é colocado numa câmara dopante acima do tubo de substrato. Durante a convencional deposição do vidro do núcleo, a câmara dopante é aquecida a aproximadamente 1000 °C para atingir a pressão de vapor das terras-raras hálidas. Um controle de temperatura preciso é essencial para controlar a pressão de vapor do precursor e assim a concentração de dopantes. O vapor é movido para a zona de reação com os reagentes que formam o vidro, onde é oxidado e depositado normalmente. O colapso e puxamento são feitos de forma convencional.

Fibras contendo poucas partes por milhão (ppm) são preparadas desta forma. Esta técnica não é muito versátil, uma vez que é difícil aumentar a concentração de dopantes e incorporar vários tipos de íons simultaneamente e em proporções predefinidas.

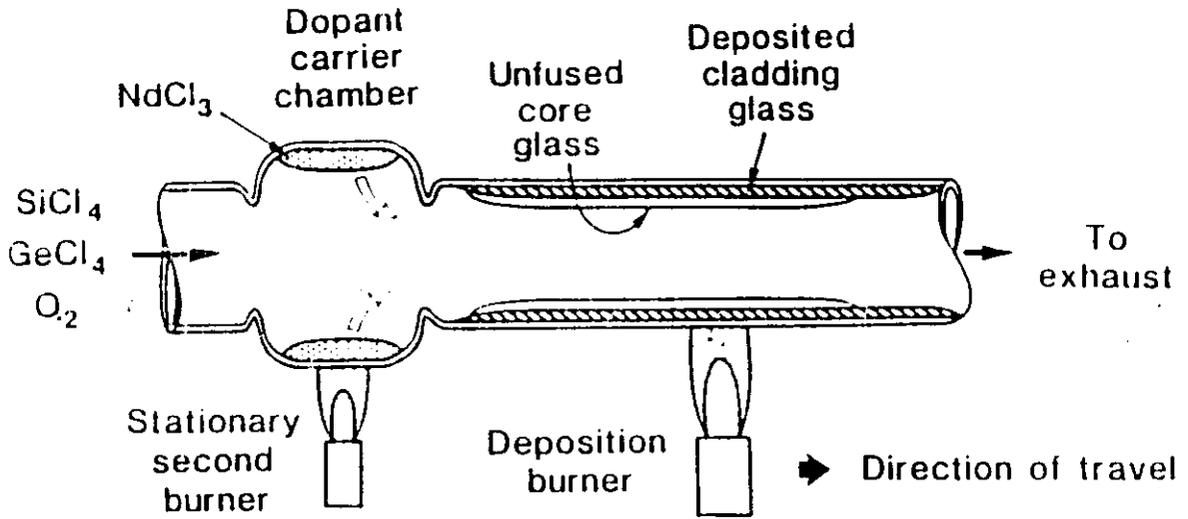


Figura 2.3: Processo da fase vapor para produção de fibras ópticas dopadas com terras-raras (Ref. [4]).

Mais recentemente, um novo método, onde os íons são acrescentados numa solução, foi desenvolvido em Southampton[5]. O processo descrito na figura 2.4 supera as dificuldades encontradas anteriormente. Embora aumente o risco de contaminação de impurezas via fase líquida, fibras com baixas perdas e alta concentração de dopantes são fabricadas. Modificações muito simples no processo MCVD permitem a incorporação de dopantes via solução. Uma redução na temperatura do maçarico de aproximadamente $500\text{ }^{\circ}C$ permite a formação e deposição da fuligem óxida, sem a subsequente fusão desta camada porosa. O tubo é então removido do torno e colocado numa solução de íons diluída. Modificações adicionais podem ser feitas neste estágio, por exemplo, alumina pode ser adicionada através da solução de $AlCl_3$. Água e álcool são usados normalmente como solventes, uma vez que são de fácil manuseio e os precursores hálidos são solúveis em ambos. Depois da absorção da solução, o excesso é removido e o tubo recolocado no torno para secagem da camada porosa. A desidratação é baseada no processo VAD[7]. Cl_2 é passado através do tubo, que é aquecido à temperatura de aproximadamente $1000\text{ }^{\circ}C$, evaporando o solvente residual. Como resultado, a contaminação do íon hidroxila é insignificante ($\sim 0.25\text{ ppm}$). Os íons dopantes não são voláteis a esta temperatura e permanecem aprisionados. A fusão da camada de fuligem ocorre na temperatura convencionalmente empregada e o colapso do tubo em pré-forma é também feito de maneira convencional.

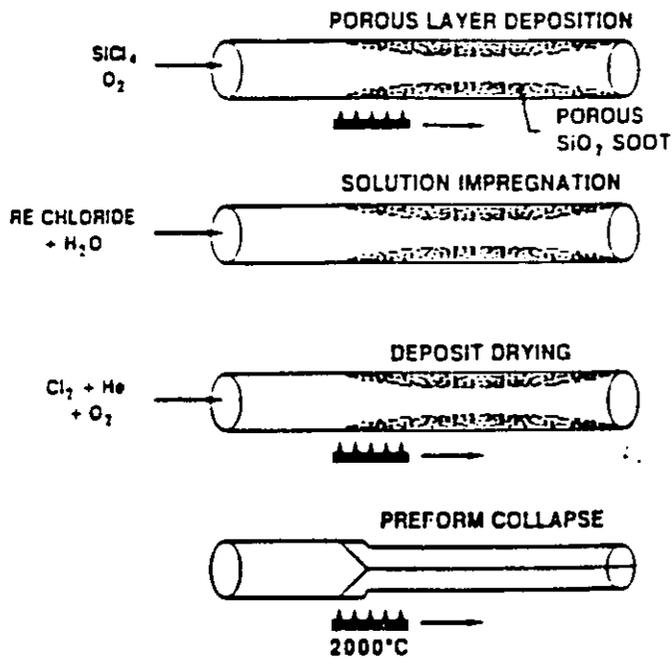


Figura 2.4: Esquema do processo de solução dopada para fabricação de fibras dopadas com terras-raras via MCVD (Ref. [5]).

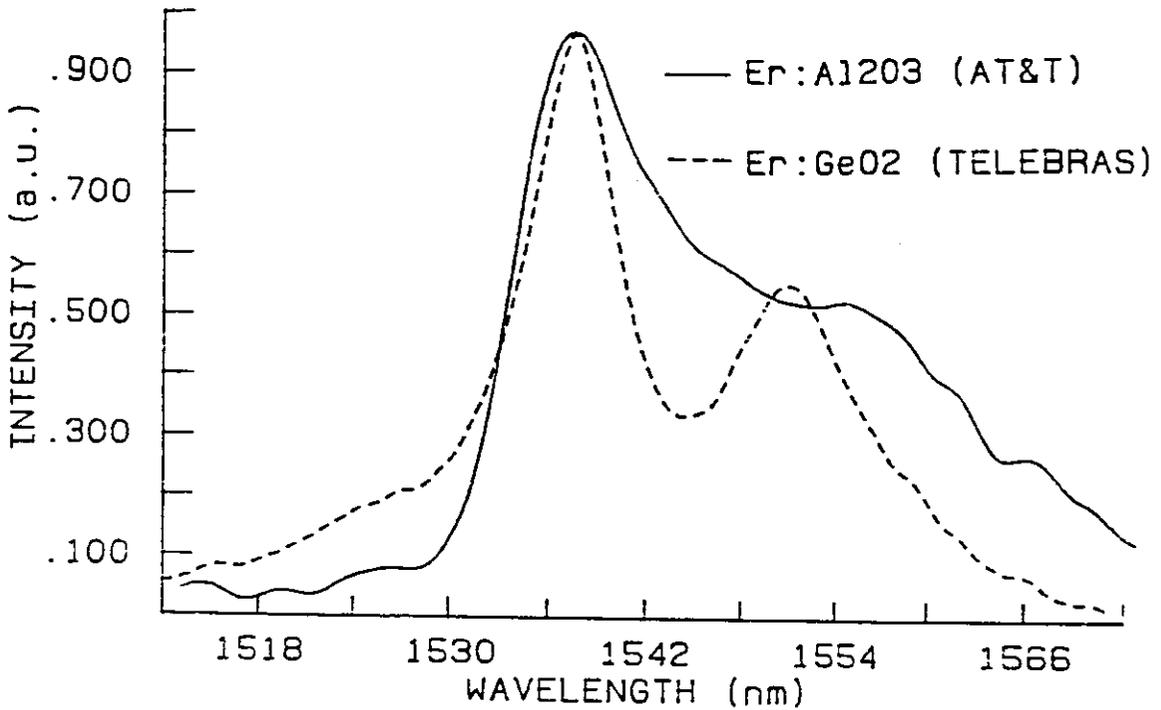


Figura 2.5: Espectro de ganho (amplificação da emissão espontânea) de duas fibras codopadas com Germânio e Alumínio (Ref. [6]).

2.3 Efeito da matriz hospedeira

As fibras usadas em telecomunicações possuem $\sim 90\%$ de sílica, sendo o restante elementos de controle do índice de refração. Os elementos terras-raras dopados no núcleo destas fibras têm suas características espectrais alteradas se uma pequena porcentagem do índice é modificado. Como exemplo, mostramos os espectros de ganho, que medimos[6] em fibras a base de Germânio e Alumínio dopadas com Érbio (Figura 2.5). A diferença nos espectros de emissão é devida à separação das componentes Stark dos níveis fundamental ($I_{15/2}$) e excitado ($I_{13/2}$), que depende da composição da matriz hospedeira.

Outro efeito, que depende da matriz hospedeira, é a absorção do estado excitado. Este efeito foi medido pela comparação da atenuação espectral da fibra dopada com Érbio bombeada em 665 nm (com inversão de população) e não-bombeada[15]. As bandas em torno de 480 nm, 514,5 nm, e 655 nm são seriamente afetadas, como mostra a Figura 2.6. A banda em torno de 810 nm, que não está na Figura, também

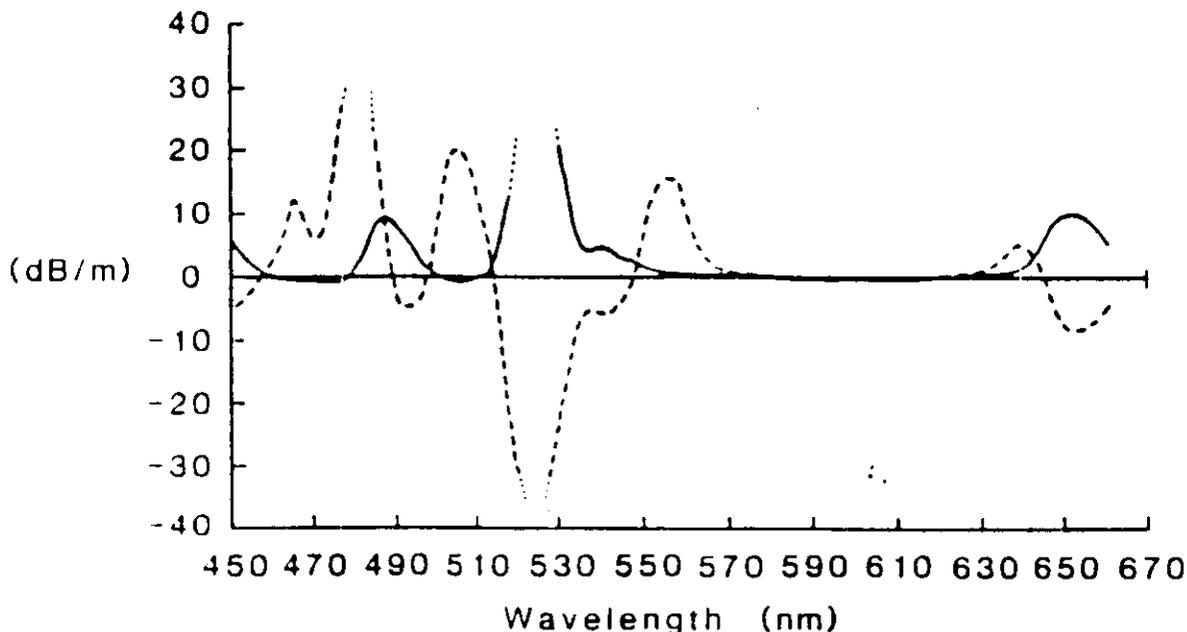


Figura 2.6: *Espectro de absorção do estado excitado e fundamental numa fibra codopada com Alumínio (Ref. [7]).*

é afetada pela absorção do estado excitado. A secção de choque de absorção do estado excitado, diminui a inversão de população com o aumento da potência de bombeio, o que conseqüentemente reduz a eficiência. A dependência desta secção de choque, com a composição da matriz, é mostrada na tabela 2.1, onde a razão entre as secções de choque do estado excitado e fundamental são listadas[15]. Os comprimentos de onda de 532 nm e 980 nm são os mais apropriados para bombear as fibras dopadas com Érbio. O comprimento de onda 1480 nm também pode ser empregado, uma vez que as medidas da absorção do estado excitado mostraram que o efeito nesta região é desprezível.

A composição da matriz hospedeira determina também o tempo de decaimento da emissão da fluorescência. A diferença na frequência de vibração das redes (energia do fonon) de $GeO_2 - SiO_2$ e $Al_2O_3 - SiO_2$ levam a tempos de vida de 12 ms e 10 ms para baixas concentrações dos dois materiais, respectivamente.

Tabela 2.1: Razão entre as secções de choque de absorção do estado excitado e fundamental ($\sigma_{AEE}/\sigma_{AEF}$) em função do comprimento de onda

Tipos de fibras	GeO ₂	GeO ₂ /B ₂ O ₃	GeO ₂ /P ₂ O ₅	Al ₂ O ₃
488 nm	2,9	-	1,86	1,74
514,5 nm	0,95	-	0,55	0,5
655 nm	0,28	0,25	0,13	0,14
810 nm	2,0	2,0	1,0	1,0
980 nm	-	-	-	0

2.4 Efeito da concentração de dopantes

Tanto o tempo de vida fluorescente quanto a eficiência quântica (EQ) são afetados pela concentração de íons da fibra. A EQ é um parâmetro que claramente indica a eficiência de um amplificador, mas é difícil de ser medida diretamente. A Figura 2.7 mostra a eficiência de conversão da energia do bombeio em função da concentração de dopantes[9], e dá uma indicação da EQ. Uma forte dependência com a concentração é mostrada, particularmente em fibras com GeO₂ – SiO₂, para concentrações maiores que 200 ppm, mas o efeito é minimizado com a adição de alumina na matriz hospedeira. A redução da EQ é atribuída a mecanismos cooperativos de conversão ascendente descritos na Figura 2.8[29]. Este mecanismo pode ser entendido da seguinte forma: Quando o nível $I_{13/2}$ é altamente populado, ocorre transferência de energia não radioativa entre os íons excitados vizinhos. Este processo promove o íon aceitador para o nível $I_{9/2}$, enquanto o íon doador retorna para o estado fundamental. Este processo só ocorre quando a concentração de íons é alta o suficiente para que haja interação entre eles. Assim, a concentração de dopantes deve ser mantida em torno de 100 ppm em fibras a base de Germânio e algumas centenas de ppm em fibras a base de Alumínio.

2.5 Distribuição de dopantes

A medida de absorção num comprimento de fibra dopada com Érbio é função da concentração de dopantes e da superposição do campo modal com a distribuição espacial dos dopantes. Dois aspectos são relevantes à distribuição dos dopantes;

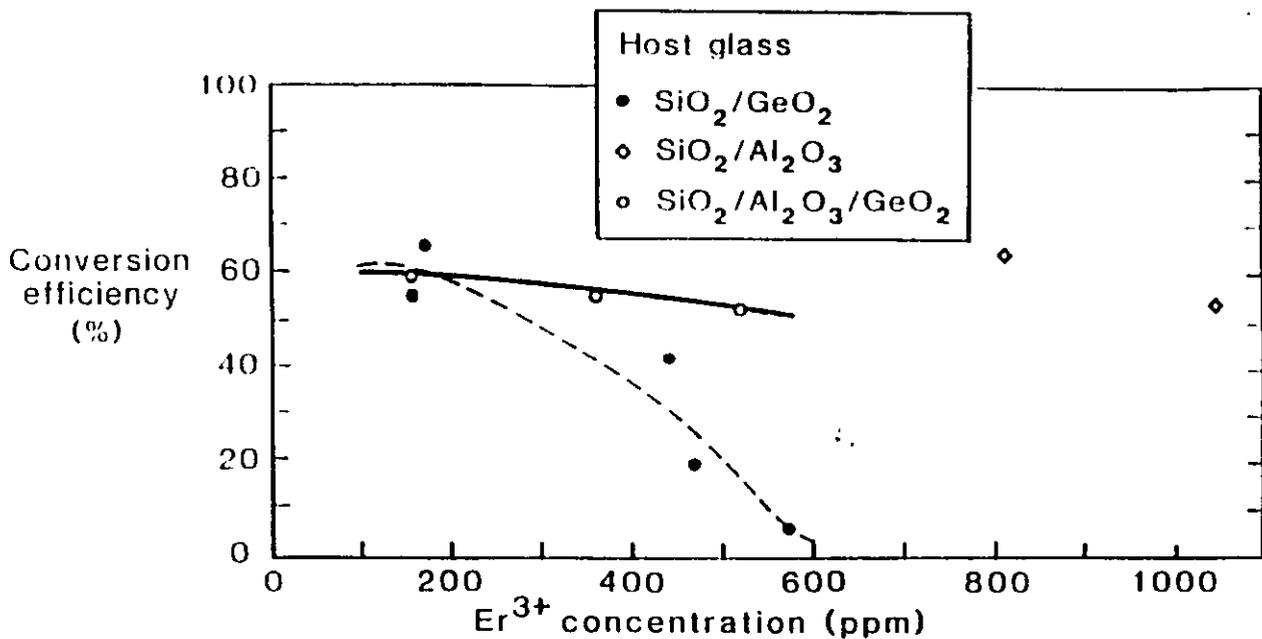


Figura 2.7: Dependência da eficiência de conversão de energia com a concentração de Er³⁺ (Ref. [8]).

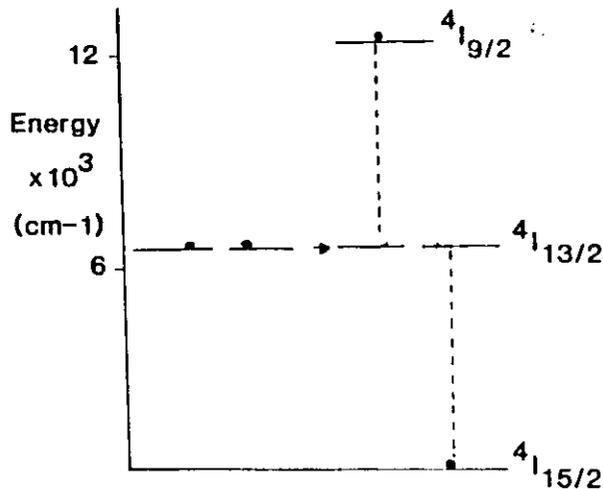


Figura 2.8: Mecanismo cooperativo de conversão ascendente para os íons de Er^{3+} (Ref. [9]).

primeiro, a distribuição de dopantes em fibras a base de Germânio não segue um perfeito 'step index'; segundo, a superposição entre o bombeio (ou sinal) e os dopantes é pobre em fibras monomodo.

A distribuição de Érbio em fibras a base de Germânio preparadas pelo método de MCVD segue a de GeO_2 , com baixa concentração no centro da fibra[11], como mostra a Figura 2.9. Esta distribuição é devida à evaporação do Ge durante o estágio de colapso no processo MCVD. O Er^{3+} é assumido estar ligado à componente que volatiliza, e portanto, também evapora. Em fibras a base de Alumínio, ao contrário, não ocorre nenhuma perda de Al_2O_3 ou Er^{3+} , como mostra a Figura 2.10[11]. Desta forma, a interação da luz com a distribuição de dopantes é maior em fibras a base de Alumínio que em fibras a base de Germânio.

Numa fibra monomodo em torno de 980 nm, a superposição entre o modo do bombeio e a distribuição de dopante é de $\sim 50\%$. Uma vez que os íons de Er^{3+} operam como um sistema de 3-níveis, o que requer mais da metade da população no estado meta-estável ($I_{13/2}$) para haver ganho, é desejável confinar a distribuição de dopantes onde há maior intensidade de bombeio, o centro da fibra. Dessa forma há também uma maior superposição entre a distribuição de dopantes e o máximo de intensidade do sinal. O uso de alumina na fibras dopadas tem permitido manter a distribuição de dopantes no centro da fibra (Figura 2.10).

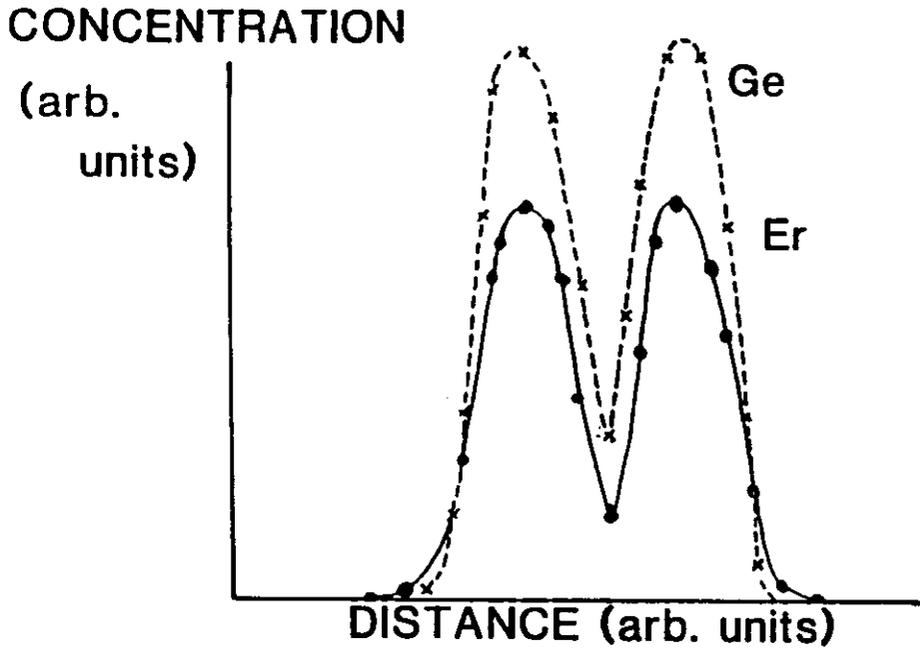


Figura 2.9: Distribuição de dopantes em fibra a base de Germânio dopada com Er^{3+} preparada por MCVD (Ref. [10]).

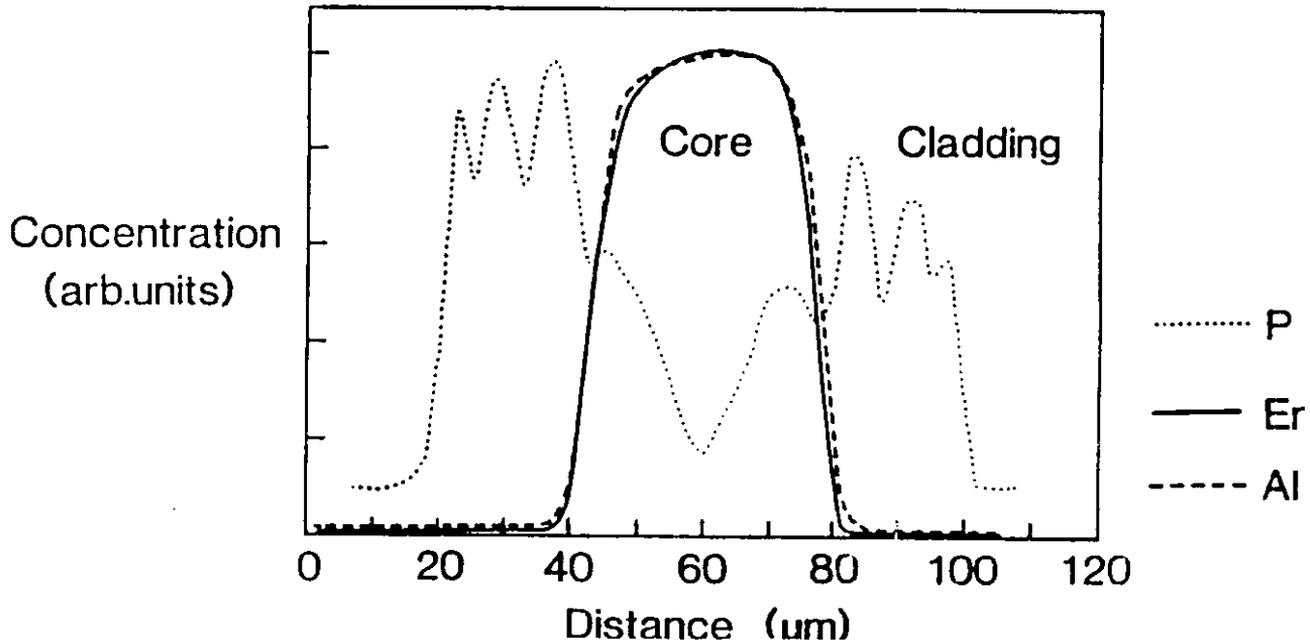


Figura 2.10: Distribuição de dopantes em fibra a base de Alumínio dopada com Er^{3+} preparada por MCVD (Ref. [10]).

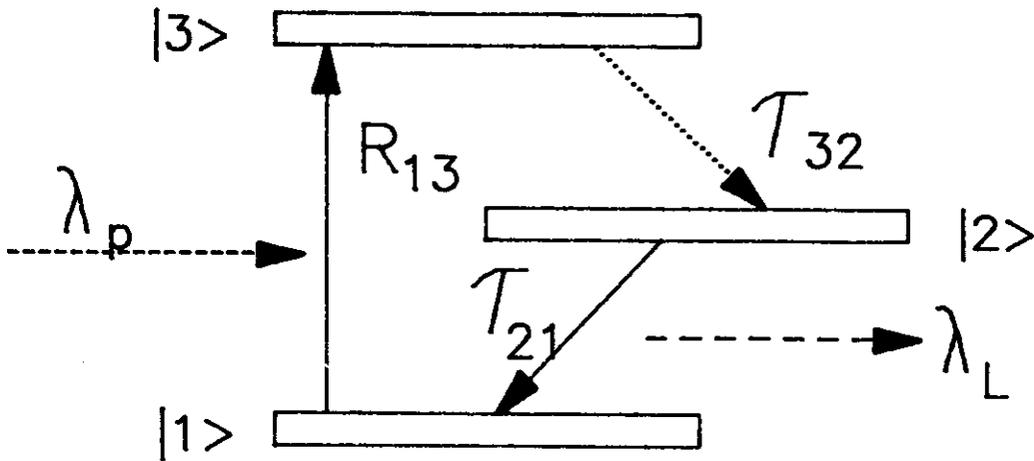


Figura 2.11: Diagrama de níveis de energia para um sistema de 3-níveis ideal.

2.6 O íon de Er^{3+} como um sistema de 3-níveis.

Para entender as vantagens do baixo limiar de operação de um laser de fibra, estimaremos o limiar de inversão de população uma fibra dopada com Érbio. Para tal, assumiremos que o íon de Érbio opere como um sistema de 3-níveis ideal, isto requer mais da metade dos íons no estado meta-estável que no fundamental, para haver inversão de população.

A Figura 2.11 mostra o sistema de 3-níveis idealizado, de onde deduzimos as equações usuais de taxa[12],

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + \frac{N_2}{\tau_{21}} + (N_2 - N_1)W_2 \quad (2.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - (N_2 - N_1)W_2 \quad (2.2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - \frac{N_3}{\tau_{32}} \quad (2.3)$$

onde N_i é a população total no nível i ($i = 1,2,3$), $R_{13}N_1$ é a taxa de bombeio do nível 1 para o 3, τ_{ij} é o tempo de vida entre níveis, onde i,j denota dois níveis, e $(N_2 - N_1)W_2$ a taxa de emissão estimulada.

No estado estacionário $d/dt = 0$, e obtemos

$$\frac{N_3}{\tau_{32}} = R_{13}N_1. \quad (2.4)$$

Uma vez sendo o sistema de 3-níveis ideal, o tempo de vida não radioativo τ_{32} é muito menor que τ_{21} ($\tau_{32} \ll \tau_{21}$). Então, assumindo que $N_2 \gg N_1$, obtemos

$$N_2 = \frac{R_{13}N_1}{1/\tau_{21} + W_2} \quad (2.5)$$

Quando a área A da secção transversal da fibra é bombeada por um laser com frequência ν_p , o número de íons excitados por segundo em um dado ponto da fibra pode ser expresso como,

$$R_{13}N_1 = \frac{I_p \sigma_A}{h\nu_p} N_1 \quad (2.6)$$

onde σ_A é a secção de choque de absorção em ν_p e I_p é a intensidade de bombeio local.

Desde que N_3 é desprezível, $N_1 = N_T - N_2$, onde N_T é o número total de íons em um volume incremental. Assim de (2.5) e (2.6) a inversão de população $N_2 - N_1$ é dada por

$$N_2 - N_1 = \frac{\frac{I_p \sigma_A}{h\nu_p} - 1/\tau_{21} - W_{21}}{\frac{I_p \sigma_A}{h\nu_p} + 1/\tau_{21} + W_{21}} N_T. \quad (2.7)$$

Se assumirmos que $W_{21} \ll 1/\tau_{21}$, então para atingir inversão em um dado ponto da fibra é necessário que

$$I_p > \frac{h\nu_p}{\sigma_A \tau_{21}} \quad (2.8)$$

Usando valores típicos do íon de Er^{3+} em fibras e os dados de uma fibra usada neste trabalho ($\nu_p = 5,8 \cdot 10^{14} s^{-1}$, $\sigma_A = 3 \cdot 10^{-21} cm^2$, $\tau_{21} = 10$ ms, raio da fibra é de $4 \mu m$), calculamos um valor de potência de limiar de ~ 10 mW. Assim, é possível obter laser operando continuamente sem necessidade de resfriamento com baixíssima potência de bombeio, ao contrário dos lasers de 3-níveis convencionais que operam em modo pulsado e requerem uma potência de bombeio de Kilowatts.

Bibliografia

- [1] S. Hufner, "*Optical Spectra of Rare Earth Compounds*", Academic Press, New York, 1978.
- [2] J.B. MacChesney and P.B. O'Connor, US Patent 4-217027
- [3] T. Izawa, S. Kobayashi, S. Sudo and F. Hanawa, "*Continuous fabrication of high silica fibre preform*", IOOC'77, Tokio, paper C1-1, 1977.
- [4] S.B. Poole, D.N. Payne and M.E. Fermann, "*Fabrication of low loss optical fibres containing rare-earth ions*", Electron. Lett. 21, 737, (1985).
- [5] J.E. Townsend, S.B. Poole and D.N. Payne. "*Solution doping for the fabrication of rare-earth doped optical fibres*", Electron. Lett. 23, 329 (1987).
- [6] E.A. Souza, C.H. Brito Cruz, J.B.A. Neto and D.C. Dini, "*Gain measurements in Erbium doped fiber*", IV Simpósio Estadual de Lasers e aplicações, S.J. dos Campos Vol. 1, pag 25 (1990).
- [7] K. Sanada, R. Yamauchi, O. Fukuda and K. Inada, "*Behaviour of GeO₂ in dehydration and consolidation process of the VAD method*", OFC'84, pag 26 (1984).
- [8] R.I. Laming, S.B. Poole and E.J. Tarbox, "*Pump excite state absorption in Er-doped fiber*", Opt, Lett. 13, 1084 (1988).
- [9] R.I. Laming, D.N. Payne, F. Meli, G. Grasso and E.J. Tarbox, "*Highly saturated Erbium doped fiber amplifiers*", Optical amplifiers and their application, Monterey 1990.

- [10] B.J. Ainslie, S.P. Craig-Ryan, S. Darvey, J.R. Armitage, C.G. Atkins and R. Wyatt, "*Optical analysis of erbium doped fibre for efficient lasers and amplifiers*", IOOC'89, Kobe, Japan, Paper 20A3-2, 1989.
- [11] J.B. Ainslie, "*A review of the fabrication and properties of the Erbium-doped fiber for optical amplifier*", Journal of Lightwave Technology 9, 220 (1991).
- [12] Laurence Reekie, R.J. Mears, S.B. Poole and D.N. Payne, "*Tunable Single-mode Fiber Lasers*", Journal of Lightwave Technology LT-4, 956 (1986).

Capítulo 3

Amplificador a fibra dopada com Er^{3+}

3.1 Introdução

Os amplificadores a fibra dopada com Érbio, operando em torno de $1,53 \mu\text{m}$, são dispositivos muito atrativos em sistemas de comunicação via fibra óptica, porque possibilitam o aumento da capacidade de informação de um sistema pelo aumento da taxa de dados e/ou número de canais ópticos. O estudo dos amplificadores a fibra dopada com Érbio tem expandido rapidamente, desde o desenvolvimento da fabricação de fibras dopadas com terras raras[1]-[3], até as mais recentes experiências com lasers semicondutores, como bombeio[4],[7]. As vantagens da utilização dos amplificadores a fibra dopada com Érbio (Figura 3.1) como um meio alternativo para os repetidores eletrônicos têm contribuído significativamente para o progresso dos sistemas de comunicação via fibras ópticas em $1.5 \mu\text{m}$ [6].

Os amplificadores a fibra dopada com Érbio apresentam uma ampla largura de banda (20-30 nm ou 3-5 THz). No entanto, o número de canais que podem ser simultaneamente amplificados é limitado pela saturação do ganho e o 'crosstalk' entre canais. Uma vantagem dos amplificadores a fibra dopada com Érbio é que a saturação da potência de saída aumenta linearmente com a intensidade do bombeio[7]. Outro aspecto muito importante dos amplificadores a fibra dopada com Érbio é sua imunidade à interferência entre símbolos em altas taxas de dados (ou distorção de sinal devido a intermodulação entre canais com espaçamento pequeno), o que é devido à dinâmica lenta (0.1-1 ms) do ganho[8]. A combinação alto ganho e alta potência

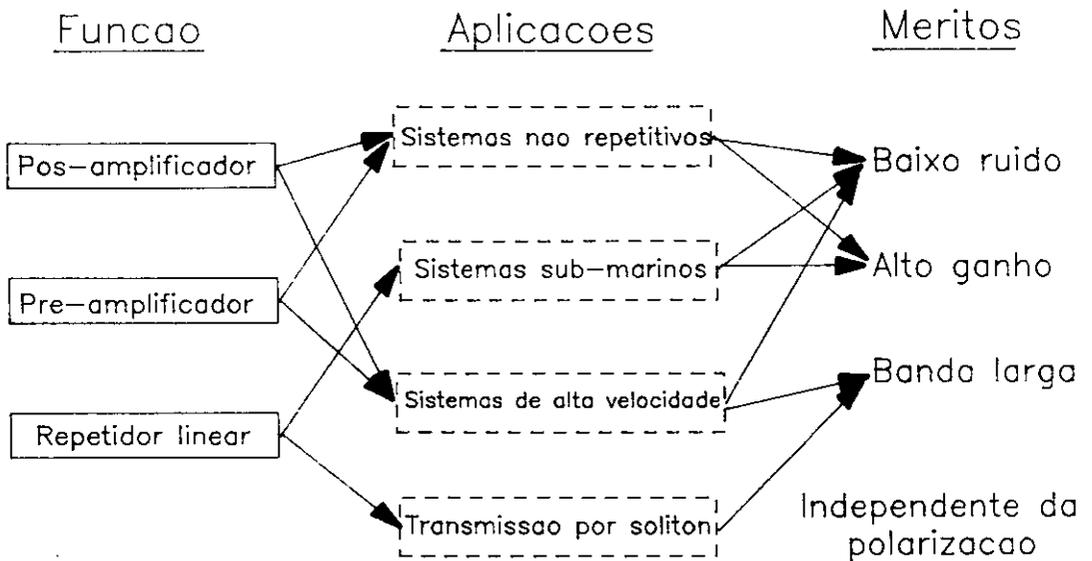


Figura 3.1: *Aplicações dos amplificadores a fibra dopada com Érbio.*

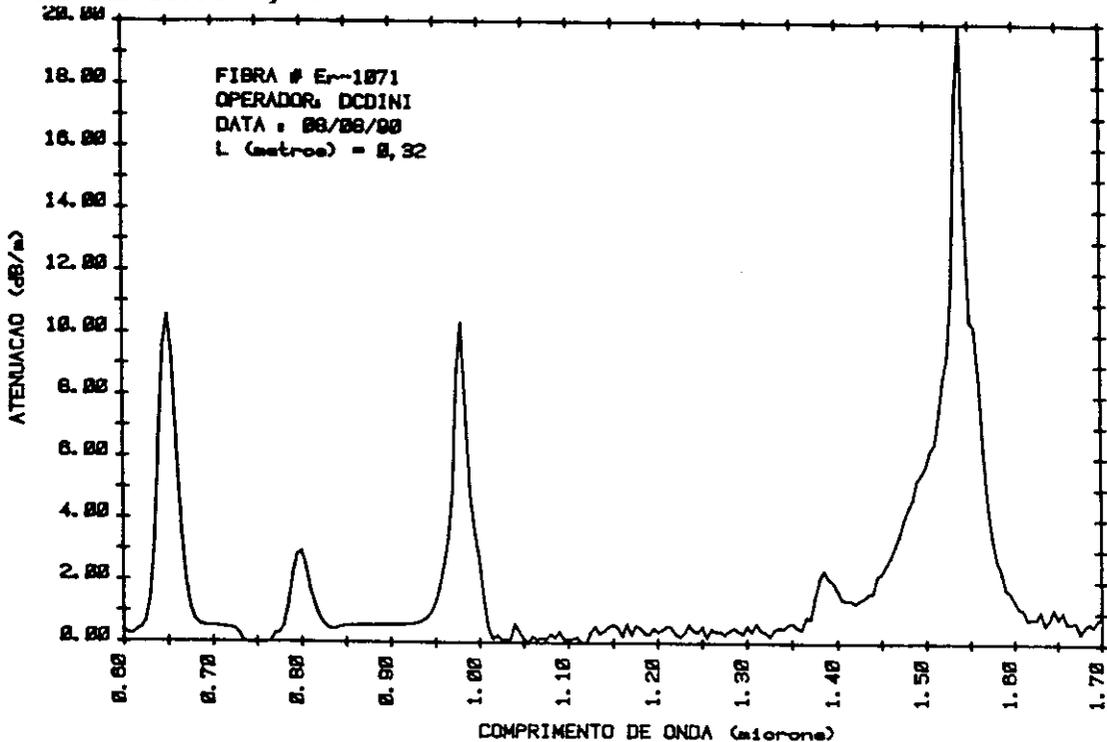


Figura 3.2: Espectro de absorção de uma fibra dopada com Érbio (Ref. [13])

de saturação de saída torna os amplificadores a fibra aplicáveis como amplificadores de potência para aumentar a potência de pico no transmissor. Também podem ser usados como pré-amplificadores para aumentar a sensibilidade do receptor, uma vez que operam com alto ganho e baixo ruído[9]. A compatibilidade dos amplificadores com os sistemas a fibra possibilita explorar sua característica de baixo ruído. Uma vez que as baixas perdas por acoplamento não causam ruído adicional, e os amplificadores a fibra têm a vantagem adicional de apresentarem um ganho independente da polarização[10], torna-se possível seu uso em cascata nos sistemas de comunicação a longas distâncias[11],[12].

A Figura 3.2 mostra a medida de um espectro de absorção de uma fibra dopada com Érbio (feita pela TELEBRAS-ER1071) em função do comprimento de onda. Se o compararmos com o espectro de absorção do íon trivalente de Érbio em uma matriz cristalina, por exemplo $\text{Er}(\text{C}_2\text{H}_5\text{SO}_4) \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ [14], verificamos que as transições em matrizes vítreas são bem mais largas (vide Capítulo 2 e/ou referência [14]). Este fato permite usar diversos lasers como fonte de bombeio.

Os amplificadores a fibra dopada com Érbio têm sido bombeados em todas as

bandas de absorção: 514.5 nm ($I_{15/2}-H_{11/2}$), 532 nm ($I_{15/2}-S_{3/2}$), 665 nm ($I_{15/2}-F_{9/2}$), 820 nm ($I_{15/2}-I_{9/2}$), 980 nm ($I_{15/2}-I_{11/2}$), e 1.48 μm ($I_{15/2}-I_{13/2}$). Entretanto, devido à eficiência de operação, algumas transições são mais apropriadas. Os íons de Érbio (como mostrado na secção 2.6 do Capítulo 2) atuam como um sistema de três níveis, e isto requer mais íons no estado meta-estável ($I_{13/2}$) que no estado fundamental ($I_{15/2}$) para haver inversão de população. Devido a este fato, a absorção do estado excitado torna-se importante e limita o uso de alguns comprimentos de onda de bombeio, como mostrado no capítulo 2. Os comprimentos de onda de 532 nm, 980 nm e 1,48 μm são ideais para bombeio, pois não existe absorção do estado excitado, $\sigma_{aee}/\sigma_{aej} = 0$ (vide Tabela 2.1 ou Ref. [15]). No entanto, considerando o fato das fibras poderem ser feitas monomodo em 980 nm, sem perder suas características em torno de 1,53 μm , os comprimentos de onda de 980 nm e 1,48 μm são os mais apropriados para bombear os amplificadores a fibra dopada com Érbio, pois permitem maior superposição entre o bombeio e a distribuição de Érbio no núcleo da fibra. Esses comprimentos de onda possuem ainda a vantagem de serem compatíveis com o recente desenvolvimento dos lasers de diodo de alta potência (100-200 mW) no infra-vermelho[16],[17].

3.2 Equações de Propagação

O modelo teórico que usamos para descrever a propagação do sinal ao longo da fibra é similar ao usado por outros autores[19],[20]. Os efeitos da absorção do estado excitado e amplificação da emissão espontânea não são considerados e a distribuição de dopantes ao longo da fibra é considerada uniforme. Assumimos também que o sinal e o bombeio excitam somente o modo fundamental da fibra, LP_{01} . Usando essas considerações e assumindo uma transição não radioativa rápida do nível $|3\rangle$ para o nível meta-estável $|2\rangle$, o que implica em densidade de população $N_3 \sim 0$, no estado estacionário, podemos descrever a evolução das intensidades de bombeio $I(p)$ e sinal $I(s)$ ao longo da fibra pelas expressões:

$$\frac{dI(p)}{dz} = -\left[\frac{1}{1 + \frac{2I(s)/I_{ss}}{1+I(p)/I_{sp}}}\right]\left[\frac{1 + I(s)/I_{ss}}{1 + I(p)/I_{sp}}\right]\sigma_p\rho I(p) \quad (3.1)$$

$$\frac{dI(s)}{dz} = \left[\frac{1}{1 + \frac{2I(s)/I_{ss}}{1+I(p)/I_{sp}}}\right]\left[\frac{-1 + I(p)/I_{sp}}{1 + I(p)/I_{sp}}\right]\sigma_s\rho I(s) \quad (3.2)$$

onde I_{sp} e I_{ss} são as intensidades de saturação do bombeio e sinal, respectivamente, dadas por:

$$I_{sp} = \frac{h\nu_p}{\tau\sigma_p} \quad (3.3)$$

$$I_{ss} = \frac{h\nu_s}{\tau\sigma_s} \quad (3.4)$$

onde ρ é a densidade de íons de Érbio no núcleo da fibra, σ_p e σ_s são as secções de choque de absorção do bombeio e fluorescência do sinal, respectivamente. ν_p e ν_s são as frequências do bombeio e sinal, respectivamente, h é a constante de Planck, e τ é o tempo de vida da emissão espontânea do nível $|2\rangle$ para $|1\rangle$.

Analisando as expressões (3.1) e (3.2), verificamos que na ausência de sinal ($I(s) = 0$), as equações de propagação se reduzem à conhecida equação de propagação para meios não ressonantes. Verificamos também que o sinal da derivada de $I(p)$ é sempre negativo, enquanto o de $I(s)$ depende da relação entre a intensidade de bombeio e a intensidade de saturação do bombeio. Isto significa que o bombeio é sempre atenuado ao longo da fibra, enquanto o sinal é amplificado sempre que a intensidade de bombeio for maior que a intensidade de saturação do bombeio, i.e, $I(p) > I_{sp}$, caso contrário, a derivada de (3.2) torna-se negativa e o sinal passa a ser atenuado.

A Figura 3.3 mostra o resultado de uma simulação destas equações para potências de bombeio e sinal acopladas à fibra de 50 mW 10 μ W, respectivamente. O comprimento de onda do bombeio é de 514,5 nm e o do sinal de 1535 nm. Os dados da fibra usada estão sumarizados na Tabela 4.1. Este alto ganho é obtido experimentalmente quando se usa como bombeio os comprimentos de onda de 980 nm e 1480 nm, pois são livres do efeito citados no Capítulo 2 e se valem da superposição do campo modal com a distribuição de Érbio.

3.3 Configuração experimental

A Figura 3.4 mostra a configuração experimental[21] usada nas medidas de amplificação. Usou-se como fonte de bombeio um laser de argônio operando em 514.5 nm, ressonante com a transição $I_{15/2}-H_{11/2}$, e o sinal usado era gerado por um laser de diodo de InGaAsP (DFB) em 1535 nm, feito pela TELEBRÁS, com uma largura de banda ~ 200 MHz. Uma objetiva de microscópio de 5x era usada para acoplar a luz de bombeio e sinal na fibra. Por causa da reflexão de Fresnel nas extremidades da

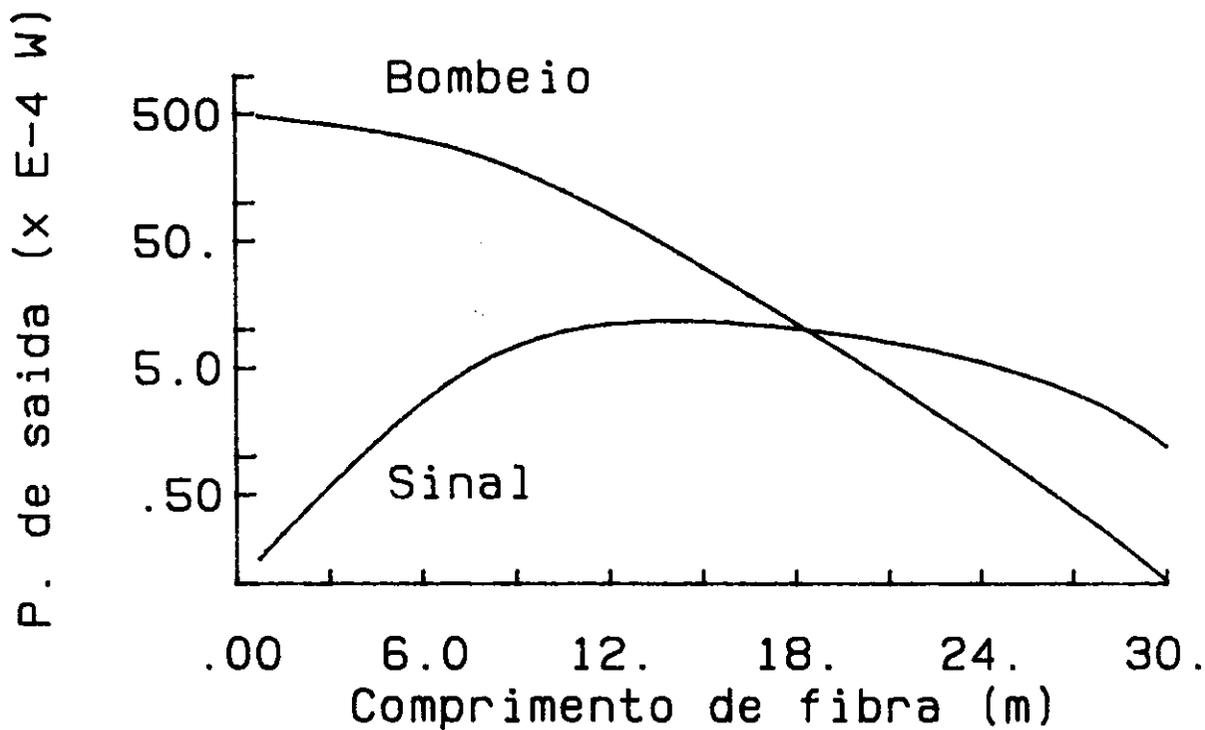


Figura 3.3: Simulação da propagação do bombeio e sinal ao longo de uma fibra dopada com Érbio.

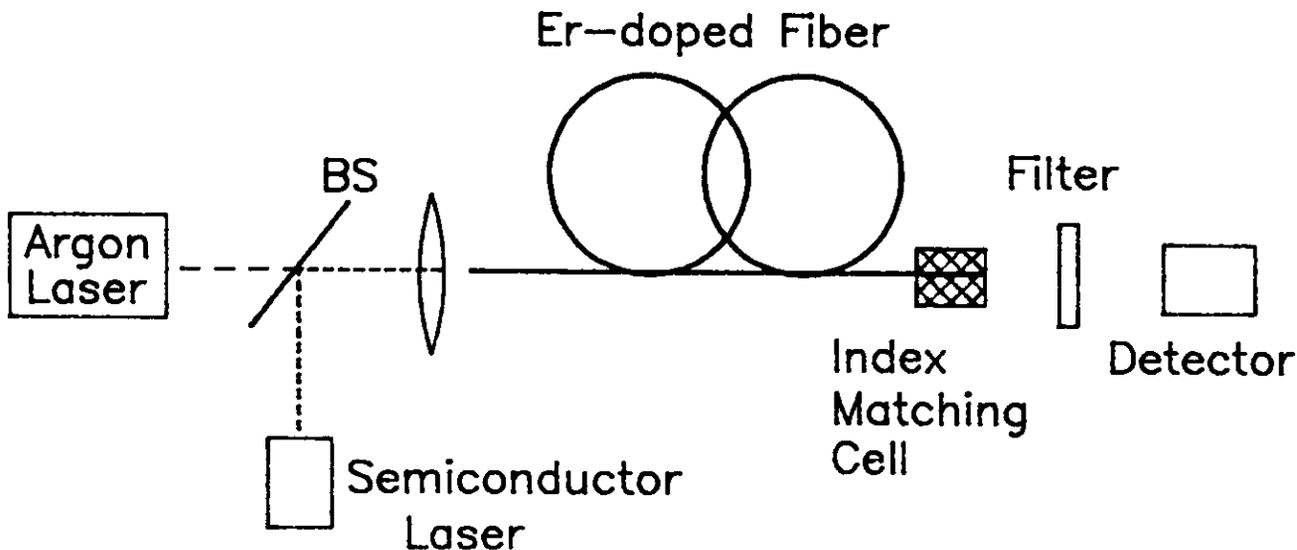


Figura 3.4: Configuração experimental usada para medidas de ganho em amplificadores a fibra dopadas com Érbio.

fibra ($\sim 4\%$), usamos uma cela de casamento de índice de refração com uma camada antirefletora na janela de saída para impedir a auto-alimentação.

O sinal de 1535 nm foi modulado por um 'chopper' antes de ser introduzido na fibra, e medido por um detector de Germânio conectado a um lock-in. Para eliminar o efeito do bombeio sobre o detector de Germânio, foi usado um filtro espectral com transmitância de uma parte em 10^6 . O ganho foi medido tomando-se a razão entre o sinal de saída e o acoplado na fibra. Para saber-se o quanto de sinal realmente havia sido acoplado à fibra, um pedaço de fibra comercial foi soldado na fibra dopada com Érbio. Depois de feitas as medidas, cortava-se a fibra dopada com Érbio o mais perto possível da emenda e media-se o sinal acoplado.

3.4 Desempenho das fibras

Usando a configuração experimental descrita na Figura 3.4, realizamos medidas de ganho em três tipos de fibras; uma codopada com Al_2O_3 (feita pela AT&T) e duas codopadas com GeO_2 (feitas pela TELEBRAS). Conforme descrito no Capítulo 2, a variação na composição da matriz hospedeira introduz modificações na secção de

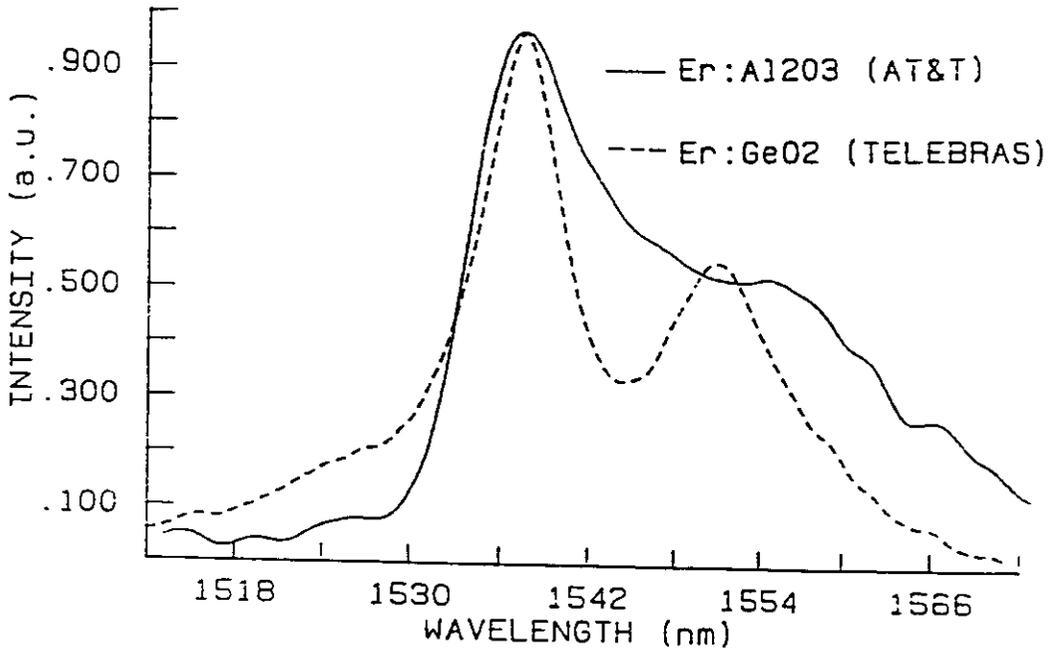


Figura 3.5: Espectro de ganho das fibras codopadas com Al_2O_3 (linha sólida) e GeO_2 (linha pontilhada).

choque de emissão do Érbio[22]. A Figura 3.5 mostra o espectro de ganho das fibras codopadas com Al_2O_3 e GeO_2 . As fibras codopadas com GeO_2 (linha pontilhada) apresentam dois picos de emissão distintos, um em torno de 1535 nm e o outro em 1550 nm, enquanto a fibra codopada com Al_2O_3 (linha sólida) apresenta um espectro mais largo e somente um pico em torno de 1534 nm.

O espectro de ganho dos amplificadores a fibra dopada com Érbio é determinado pelas secções de choque de absorção e fluorescência[23]. Suas características de saturação são determinadas pela relação entre os alargamentos homogêneos e inhomogêneos do perfil das secções de choque. Experimentos de amplificação multicanal[24],[25] mostraram que a saturação do ganho é principalmente homogênea nas fibras codopadas com Al_2O_3 , enquanto a saturação inhomogênea ocorre em fibras codopadas com GeO_2 . Essas observações são confirmadas por medidas de largura de linha homogênea e inhomogênea feitas em ambas as fibras pelo método de 'spectral gain hole-burning'[26],[27].

Os dados das fibras estão sumarizados na Tabela 3.1. O comprimento ótimo de fibra utilizado é determinado pela potência de bombeio acoplada à fibra e pela concentração. Das equações de propagação (3.1) e (3.2), verificamos que este comprimento

Tabela 3.1: Parâmetros das fibras dopadas com Érbio, feitas pela AT&T e TELEBRAS usadas nas medidas de ganho.

Parâmetros das fibras	fibra F1	fibra F2	fibra F3
Fabricante	(AT&T)	(TELEBRAS)	(TELEBRAS)
Especificação	-	Er1079	Er1071
Codopantes	Er : Al ₂ O ₃	Er : GeO ₂	Er : GeO ₂
Comprimento ótimo de fibra	3.0 m	2 m	0.8 m
Concentração	0.0032M (~ 50 ppm)	0.01M (~ 320 ppm)	0.02M (~ 800 ppm)
Abertura Numérica	0.18	0.18	0.15
Tempo de vida fluorescente	14 ms	14 ms	14 ms
Raio do núcleo da fibra	2.5 μm	3.25 μm	4 μm
Absorção do bombeio	2.5 dB/m	20 dB/m	50 dB/m
Absorção do sinal	4 dB/m	8 dB/m	20 dB/m
Frequência normal. (514.5 nm)	V = 5.49	V = 7.14	V = 7.32
Potência de limiar	15 mW	65 mW	80 mW

é dado pelo ponto ao longo da fibra onde a intensidade do bombeio se iguala à intensidade de saturação do bombeio, $I(p) = I_{sp}$. A partir deste ponto, o sinal passa a ser atenuado. A Figura 3.6 mostra a medida de determinação do comprimento ótimo das fibras F2 e F3. A potência do sinal usado foi de $\sim 10 \mu\text{W}$ (-10 dBm) e a potência de bombeio de $\sim 150 \text{ mW}$. O comprimento ótimo de fibra aumenta com a redução da concentração do dopante. Neste caso, o produto (comprimento ótimo de fibra) \times (concentração de Érbio) se manteve aproximadamente constante, apesar da variação do raio (vide Tabela 3.1). Os comprimentos ótimos medidos para as fibras F2 e F3 são de $\sim 2 \text{ m}$ e $\sim 0.8 \text{ m}$, respectivamente.

A Figura 3.7 mostra o ganho do sinal em função da potência de bombeio para as fibras F1, F2 e F3. A potência do sinal ($\sim 1535 \text{ nm}$) acoplada à entrada da fibra foi $\sim 10 \mu\text{W}$. Para a fibra F1 obtivemos um ganho máximo de 12 dB[28] e para as fibras F2 e F3 um ganho de 9 dB e 6 dB, respectivamente. Da Figura 3.7 verificamos que a inclinação das curvas de ganho (dG/dP) aumenta na seguinte ordem: $dG_{F1}/dP > dG_{F2}/dP > dG_{F3}/dP$. Deduzimos da equação de propagação do sinal ao longo da fibra (3.2), que a derivada do ganho em relação à potência de bombeio é proporcional ao inverso da potência de bombeio ($dG/dP(p) \propto 1/P(p)$), ou seja, quanto menor o

Ganho (dB)

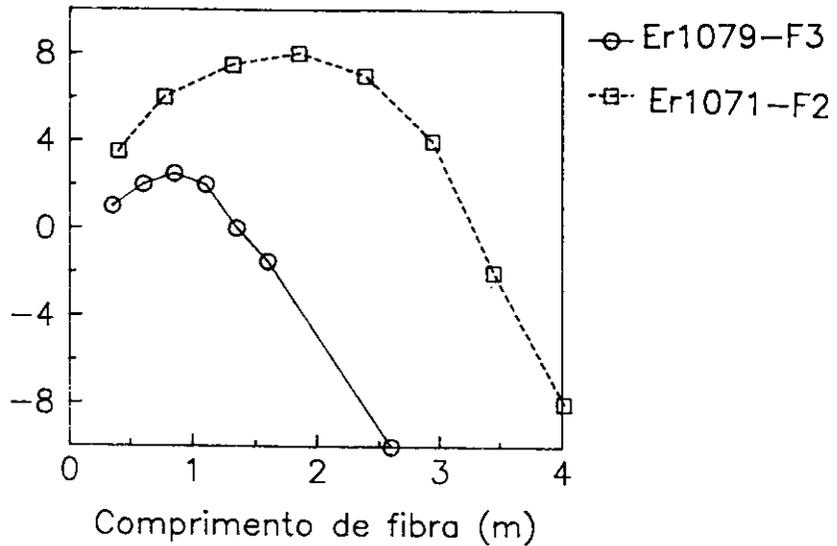


Figura 3.6: Determinação do comprimento ótimo das fibras F1 e F2

bombeio, maior a inclinação da curva. Esta análise é condizente com os resultados da Figura 3.7.

Na Figura 3.7, também verificamos que a potência de limiar (Ganho = 0), ou seja, a potência na qual a fibra se torna transparente ao sinal, cresce com o aumento da área do núcleo das fibras (veja Tabela 3.1). A relação entre as potências de limiar para a sequência (F1/F1) : (F2/F1) : (F3/F1) é de 1 : 4,3 : 5,3, enquanto a relação entre as áreas dos núcleos das fibras é de 1 : 1,69 : 2,59. Isto implica em redução da intensidade no núcleo das fibras maiores. O fator de diferença (~ 2) pode ser devido aos seguintes efeitos:

a) A absorção do estado excitado em fibras codopadas com Al_2O_3 é menor que em fibras codopadas com GeO_2 quando bombeadas no comprimento de onda de 514,5 nm, como mostrado a Tabela 2.1 no Capítulo 2[15].

b) A relação entre as frequências normalizadas ($V = 2\pi \cdot a \cdot (AN)/\lambda$) é de 1 : 1,33 : 1,30, o que mostra por há muito mais modos nas fibras F2 e F3 que em F1. Isto implica numa maior distribuição de energia no núcleo da fibra, o que também diminui a intensidade de bombeio no núcleo das fibras F2 e F3.

c) Da Figura 3.7 também verificamos que o ganho máximo diminui com o aumento da concentração de Érbio, $G_{max}(F3) < G_{max}(F2) < G_{max}(F1)$. Como discutido na

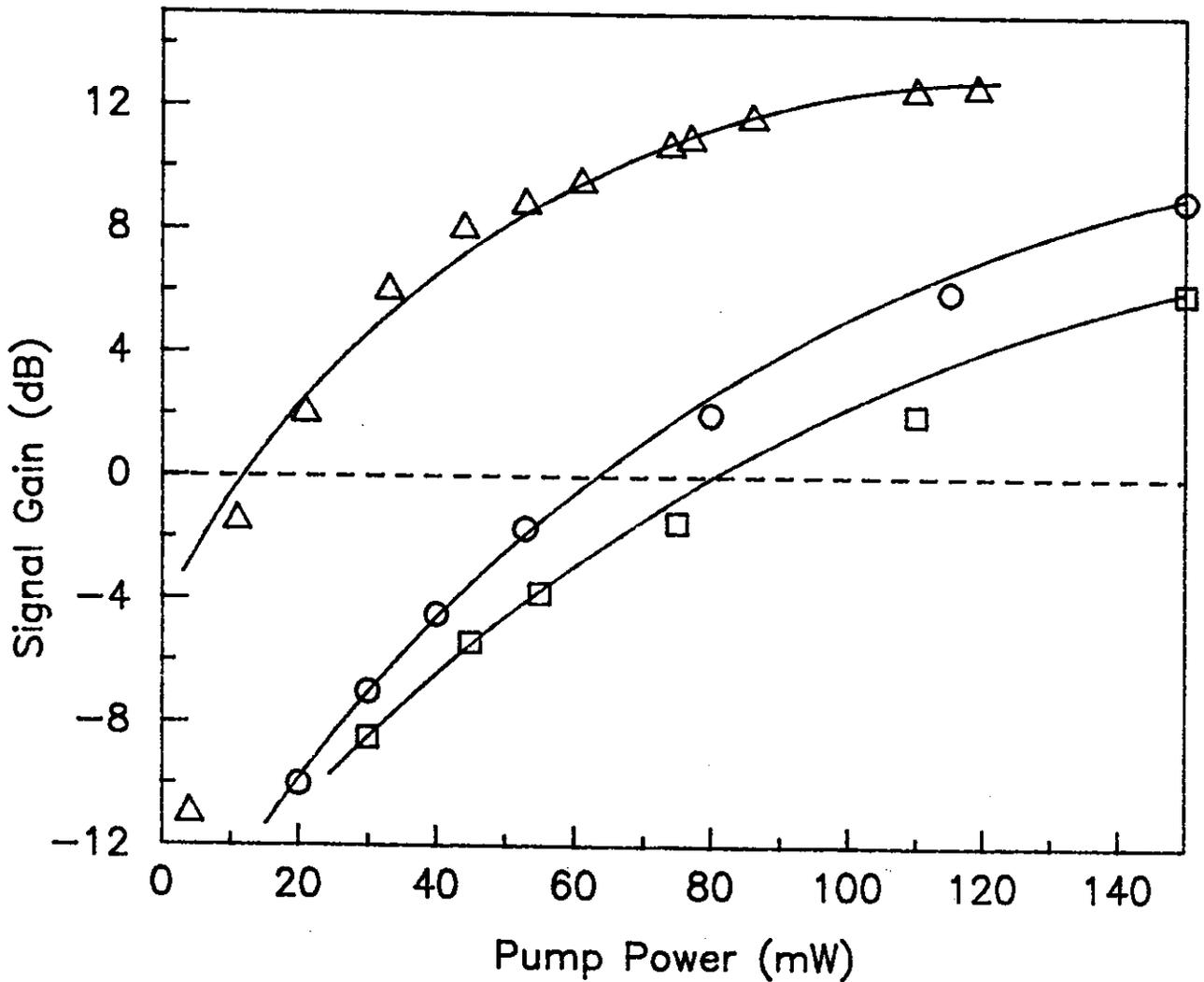


Figura 3.7: Ganho em 1535 nm como função da potência de bombeio para as fibras F1(Δ), F2(\circ) e F3(\square).

Capítulo 2, secção 2.4, em altas concentrações ocorrem mecanismos cooperativos de conversão ascendente de energia[29], que depopulam o estado meta-estável ($I_{13/2}$), diminuindo a eficiência do bombeio. Este efeito é menos acentuado em baixas concentrações de Érbio[30].

Com estes resultados, concluímos que para aumentar a eficiência de amplificação, os seguintes aspectos na fabricação das fibras dopadas com Érbio devem ser considerados:

i) O raio do núcleo das fibras dopadas deve ser pequeno para se obter maior intensidade de bombeio na região dopada com Érbio.

ii) A concentração de Érbio deve ser baixa, afim de se evitar efeitos cooperativos de conversão ascendente de energia que depopulam o nível meta-estável diminuindo a eficiência do amplificador.

Uma alternativa para a redução do núcleo da fibra é a redução da região de dopagem do Érbio, confinando-o no núcleo da fibra, onde a intensidade de bombeio é máxima.

3.5 Medida em Fibra com Érbio confinado

Com base nas conclusões da secção anterior, foi fabricada pela TELEBRAS uma fibra que procurava atender as exigências para se aumentar o ganho. Os dados dessa nova fibra estão sumarizados na Tabela 3.2.

Tabela 3.2: *Fibra com Érbio confinado (Er013).*

Fabricante	TELEBRAS
Raio do núcleo (μm)	3
Abertura numérica	0,23
Lambda de corte λ_c (μm)	1,25
Concentração (ppm)	~ 140
Confinamento (no núcleo)	$\sim 50 \%$
Absorção em 1535 nm (dB/m)	3,5

O aparato experimental usado utilizava um acoplador de quatro portas feito pela TELEBRAS, (Figura 3.5). O bombeio é introduzido na PORTA-1, e o sinal na PORTA-2. A razão de acoplamento para o sinal (1535 nm) e para bombeio (514,5

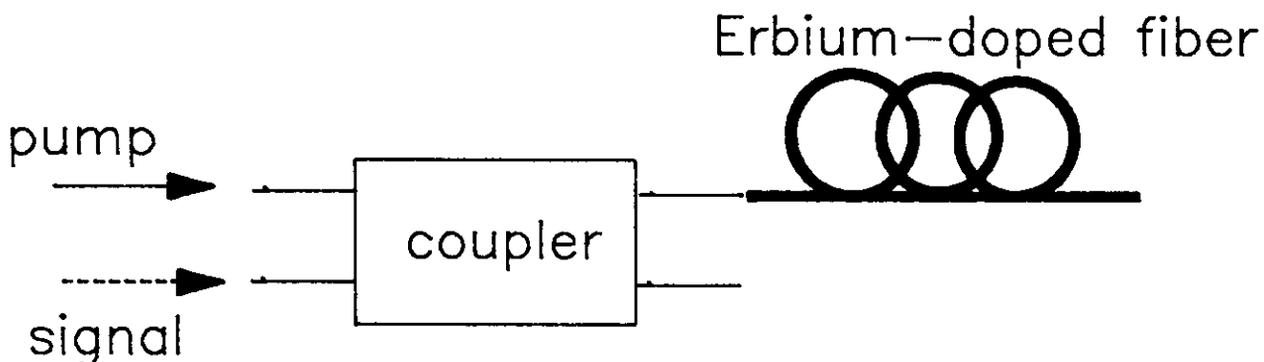


Figura 3.8: *Configuração experimental com acoplador de 4-PORTAS usado na caracterização de fibras dopadas com Érbio.*

nm) era de 9:1, o que significa que 90 % da potência acoplada era transmitida pela PORTA-3 e 10 % pela PORTA-4. A fibra dopada com Érbio foi soldada na PORTA-3. Pela PORTA-4, o sinal e o bombeio acoplados na fibra dopada com Érbio eram monitorados. O efeito de realimentação devido aos ~ 4 % da reflexão de Fresnel foi evitado, usando-se uma cela de casamento de índice de refração na fibra da PORTA-4.

Com o mesmo procedimento usado anteriormente, medimos o ganho do sinal em função do comprimento ótimo de fibra, (Figura 3.9), para uma potência de sinal de -10 dBm e ~ 150 mW de bombeio. O comprimento ótimo aumentou para ~ 6 m e o ganho para 13 dB. Esta fibra apresenta um desempenho bem melhor que o das fibras F2 e F3 (feitas pela TELEBRAS) analisadas na secção anterior. Quando comparada com a fibra F1 (feita pela AT&T), podemos ver que seu desempenho se assemelha, o que confirma a análise feita anteriormente.

O baixo ganho obtido nas medidas poderia ser otimizado se pudéssemos aumentar a potência de bombeio indefinidamente. Desta forma aumentaríamos também o comprimento ótimo de fibra. Mas, uma questão de fundamental importância nos amplificadores para sistemas de comunicação óptica é a limitada capacidade de bombeio dos lasers de diodo (100-200 mW).

O que se busca, então, é aumentar a derivada do ganho com respeito à potência de bombeio. A variação no comprimento de onda do bombeio faz com que este número

Ganho (dB)

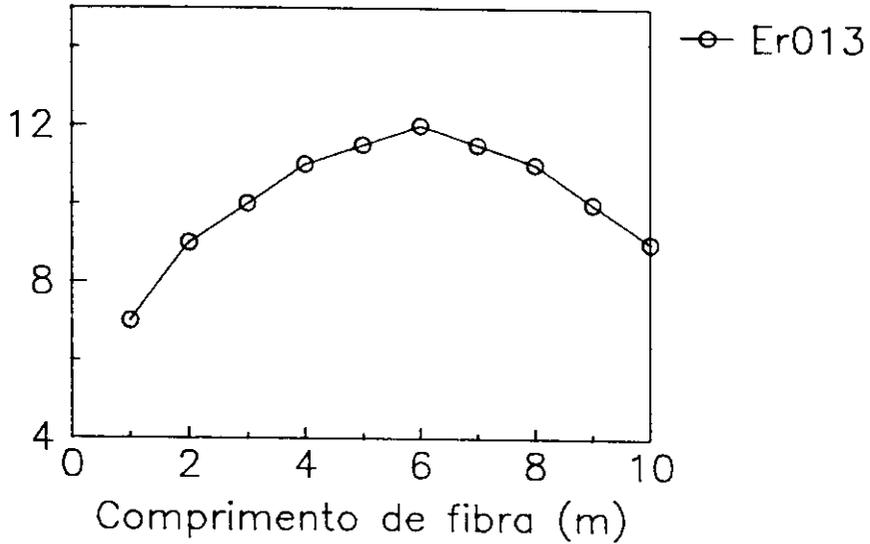


Figura 3.9: *Ganho em função do comprimento de fibra. Fibra dopada com Érbio confinado.*

varie entre 0.1 dB/mW e 10 dB/mW. Obtém-se 0.1 dB/mW quando se bombeia num comprimento de onda inadequado, como em nosso caso (514,5 nm), e 10 dB/mW[32] quando se bombeia em 980 nm. Desta forma, pode-se obter ganho de até 20 dB com apenas 2 mW de potência de bombeio[32]. Esta análise é também confirmada por recentes medidas de ganho feitas na fibra Er013 (Érbio confinado), usando-se como bombeio o comprimento de onda de 1480 nm. Ganho de até 28 dB foi obtido com potência de bombeio de apenas 20 mW[33].

Bibliografia

- [1] S.B. Poole, D.N. Payne, and M.E. Ferman, "*Fabrication of low-loss optical fiber containing rare-earth ions*", Electron. Lett. 21, 737 (1985).
- [2] J.E. Townsend, S.B. Poole and D.N. Payne, "*Solution-doping Technique for Fabrication of Rare-Earth Optical Fiber*", Electron. Lett. 23, 329 (1987).
- [3] S.B. Poole, D.N. Payne, R.J. Mears, M.E. Fermann, and R.I. Laming, "*Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions*", Journal of Lightwave Technology LT-4, (1986).
- [4] P.C. Becker, J.R. Simpson, N.A. Olsson and N.K. Dutta, "*High-Gain and High-efficiency Diode Laser Pumped Fiber Amplifier at 1.56 μm* ", IEEE Photonics Technology Lett. 1, 267 (1989).
- [5] M. Nakasawa, Y. Kimura and K. Suzuki, "*Efficient Er^+ -doped Optical Fiber Amplifier Pumped by a 1.48 μm InGaAs Laser Diode*", Appl. Phys. Lett. 54, 295 (1989).
- [6] S. Shimada, "*Impact of Erbium-Doped Amplifier on Optical Communication Systems*", Optics&Photonics News, January 1990, page 6.
- [7] E. Desurvire, C.R. Giles, J.R. Simpson, and J.L. Zyskind, "*Efficient erbium-doped fiber amplifier at a 1.53 μm wavelength with a high output saturation power*", Opt. Lett. 14, 1266 (1989).
- [8] M.J. Pettitt, A. Hadjifotiou and R.A. Baker, "*Crosstalk in Erbium Doped Fiber Amplifiers*", Electron. Lett. 25, 416 (1989).
- [9] R. Olshansky, "*Noise figure for erbium-doped optical fiber amplifier*", Electron. Lett. 24, 1363 (1988).

- [10] C.R. Giles, E. Desurvire, J.R. Talman, J.R. Simpson, and P. Becker, "*2-Gbit/s signal amplification at 1.53 μm in an erbium-doped single-mode fiber amplifier*", IEEE J. Lightwave Technol. 7,651 (1989).
- [11] K. Hagimoto, Y. Miyamoto, T. Kataoka, K. Kawano, and M. Ohhata, "*17 Gbit/s Long-span Fiber transmission Experiment Using a Low-noise Broadband Receiver with Optical Amplification and Equalization*", Technical Digest on Optical Amplifiers and Their Application, 1990 (Optical Society of America, Washington, D.C., 1990), Vol. 13, pp. 100-103.
- [12] E.G. Bryant, S.F. Carter, R.B.J. Lewis, D.M. Spirit, T. Widdowson, and J.V. Wright, "*Field Demonstration of FSK Transmission at 2.488 Gbit/s Over a 132 Km Submarine Cable Using an Erbium Power Amplifier*", Technical Digest on Optical Amplifiers and Their Application, 1990 (Optical Society of America, Washington, D.C., 1990), Vol. 13, pp. 152-155.
- [13] Medida feita pela TELEBRAS.
- [14] S. Hufner, "*Optical Spectra of Rare Earth Compounds*", Academic Press, New York, 1978.
- [15] R.I. Laming, S.B. Poole, and E.J. Tarbox, "*Pump excited state absorption in erbium-doped fibers*", Opt. Lett., 13, 1084 (1988).
- [16] D. Bour, N.A. Dinkel, D.B. Gilbert, K.B. Fabian and M.G. Harvey, "*980 nm Diode Laser for Pumping Er³⁺-Doped Fiber Amplifier*", IEEE Photonics Technol. Lett. 2, 153 (1990).
- [17] I. Mito, H. Yamazaki, H. Yamada, T. Sasaki, S. Takamo, Y. Aoki and M. Kitamura, "*170 mW High Power CW Operation in 1.48 μm -1.51 μm InGaAs MQW-DC-PBH LD*", in Proc. IOOC'90, 1990, Post-Deadline Paper 20PDB-12.
- [18] R.J. Mears, L. Reekie, S.B. Poole, and D.N. Payne, "*A low threshold tunable CW and Q-switched fiber laser operating at 1.55 μm* ", Electron. Lett. 22, pp.159 (1986).
- [19] E. Desurvire, J.R. Simpson, P.C. Becker, "*High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier*", Opt. Lett. 12, 888 (1987).
- [20] Jonathan R. Armitage, "*Three-level fiber laser amplifier: theoretical model*", Appl. Opt. 27, 4836, (1988).

- [21] E.A. de Souza, C.H. Brito Cruz, D.Cesar Dini, and J.B.M. Ayres Neto, "Gain Measurements in Erbium doped fiber", IV Simpósio Estadual de Lasers e Aplicações.
- [22] J.N. Sandoe, P.H. Sarkies, and S. Parke, "Variation of Er cross section for stimulated emission with glass composition", J. Phys. D:Appl. Phys. 5, 1788 (1972).
- [23] W.J. Miniscalco, L.J. Andrews, B.A. Thompson, T. Wei and B.T. Hall, "Effect of Glass composition on the Performance of Er³⁺ fiber Amplifier", in Proc. SPIE Conference on Fiber Lasers and Amplifiers 1171, 93 (1989).
- [24] E. Desurvire, "Gain Saturation Effect in High-speed, Multichannel Erbium-Doped Fiber Amplifiers at $\lambda = 1.53 \mu\text{m}$." IEEE J. Lighthwave Technol. 7, 2095 (1989).
- [25] K. Inoue, H. Toba, N. Shibata, K. Iwatsuki and A. Takada, "Mutual Gain Saturation in Er³⁺-Doped Fiber Amplifier Around 1.54 μm Wavelength" Electron.Lett. 25, 594 (1989).
- [26] E. Desurvire, J.L. Zyskind and J.R. Simpson, "Spectral Gain Hole-Burning at 1.53 μm in Erbium-Doped Fiber Amplifier" IEEE Photonics Technol. Lett 2, 246 (1990).
- [27] J.L. Zyskind, E. Desurvire, J.W. Sulhoff and D.J. DiGiovanni, "Spectral Gain Hole-Burning in Erbium-Doped Fiber Amplifier with Germano-Silica Core" (submetido a publicação)
- [28] O ganho usado nas medidas é definido como $10 \log (P_{\text{out}}/P_{\text{in}})$, onde P_{out} é a potência de sinal à saída da fibra e P_{in} é a potência de sinal à entrada.
- [29] B.J. Ainslie, S.P. Craig-Ryan, S.T. Davey, J.R. Armitage, C.G. Atkins, J.F. Massicott and R. Wyatt, "Erbium doped fiber for efficient optical amplifier" IEE Proc. 137, 205 (1990).
- [30] M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi, and E. Sujita, "Concentration effect on optical amplification characteristics of Er-doped silica single mode fibers", IEEE Photon. Technol. Lett. 2, 43 (1990)
- [31] N. Kagi, A. Oyobe, T. Morokawa, Y. Sasaki, K. Nakamura, "Gain characteristics of Erbium doped fiber with quasiconfined structure", in Proc. OFC'90, 1990, Paper Fa8.

- [32] Y. Kimura, M. Nakazawa, and K. Suzuki, "*Ultra-efficient erbium-doped fiber amplifier*", Appl. Phys. Lett. 57, 2635 (1990)
- [33] Comunicação privada (TELEBRAS).

Capítulo 4

Lasers de fibra óptica dopada com Er^{3+}

Neste capítulo, apresentamos o uso das fibras dopadas como meio ativo de laser. A estrutura básica do laser consiste de uma fibra com núcleo dopado com terra-rara, que é o meio ativo, e um par de espelhos de entrada e saída, como mostra a Figura 4.1. A luz do laser de bombeio é introduzida na fibra através do espelho de entrada, que deve ter uma refletividade alta no comprimento de onda do laser. A luz de saída do laser de fibra é acoplada através do espelho de saída. O laser de fibra é um guia de onda ressonante em que o guia é a própria fibra, e a ressonância é tal como numa cavidade Fabry-Perot formada por espelhos.

Uma das vantagens do laser de fibra é sua geometria cilíndrica, que favorece a dissipação de calor, uma vez que a relação entre a área da superfície e o volume é alta. Este fato faz com que o laser de fibra de Érbio numa matriz vítrea realmente opere em regime CW com baixo nível de bombeio, enquanto na forma de ‘bulk’ estes lasers usualmente só operam em regime pulsado.

4.1 Laser contínuo

4.1.1 Laser de baixa potência

A operação CW do laser de fibra dopada com Érbio foi obtida com a configuração experimental mostrada na Figura 4.1. O meio ativo era uma fibra cuja especificações são mostradas na Tabela 4.1.

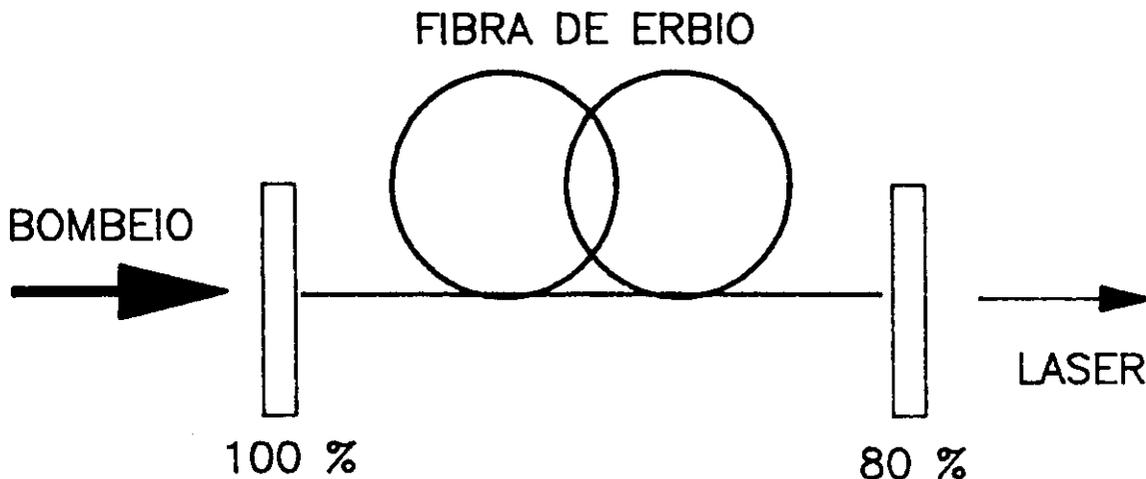


Figura 4.1: Diagrama esquemático de um laser de fibra

Usamos como fonte de bombeio um laser de argônio, operando no comprimento de onda de 514,5 nm. O feixe do laser de argônio, que foi expandido para otimização do acoplamento, foi introduzido na fibra por meio de uma objetiva microscópica 10x. O espelho de entrada do laser é um espelho dicróico, com 100 % de refletividade em torno de 1,55 μm e 80 % de transmitância em 514,5 nm. Este espelho é encostado na face da fibra óptica, que deve ser bem clivada para evitar reflexões com o espelho. O acoplamento de saída se faz por meio de um espelho com 80 % de refletividade em 1,55 μm e transmitância de 50 % em 514,5 nm. Este espelho também fica em contacto com a extremidade de saída da fibra óptica. O fato dos espelhos de entrada e saída ficarem em contato com as faces da fibra, introduz dificuldades no alinhamento do laser, uma vez que as intensidades nestes pontos são elevadas. No espelho de entrada, por exemplo, a intensidade do bombeio é de $\sim 0.5 \text{ MW/cm}^2$, o que é suficiente para danificar o filme refletor do espelho.

Uma vez que os íons de Er^{3+} em vidro operam como um sistema de 3-níveis, como mostramos no capítulo 2, a potência de saturação é dada por:

$$P_{sat} \simeq \frac{h\nu_a}{\sigma_a \tau} \pi a^2 \quad (4.1)$$

onde h é a constante de Planck, ν_a é a frequência da radiação do bombeio, σ_a é a secção de choque de absorção, τ é o tempo de vida fluorescente e a é o raio do núcleo.

Tabela 4.1: *Fibra óptica monomodo dopada com Érbio.*

Fabricante	AT&T
Comprimento (m)	3
Raio do núcleo (μm)	2,5
Abertura numérica	0,18
Lambda de corte λ_c (μm)	1,175
Concentração (ions/cm ³)	$1,8 \times 10^{18}$
Absorção em 514,5 nm (dB/m)	2,5
Absorção em 1540 nm (dB/m)	4

Com isto calculamos uma potência de saturação de ~ 2 mW. A Figura 4.2 mostra a curva característica de operação CW do laser de fibra. A potência de limiar acoplada à fibra e a eficiência diferencial são de ~ 15 mW e ~ 1 %, respectivamente. O valor da potência acoplada à fibra é passível de erro, uma vez que é difícil medir que potência é realmente acoplada à fibra quando o laser está operando. A potência acoplada, neste caso, foi deduzida da potência de saída da fibra.

A potência máxima de saída do laser foi de ~ 1 mW. Este valor foi aumentado utilizando-se um pedaço de fibra de 10 m. Com isto a potência de saída aumentou para 10 mW. A vantagem deste laser é que a fibra dopada comporta somente o modo transversal LP_{01} , pois o comprimento de onda de corte (mostrado na Tabela 4.1) está abaixo do comprimento de onda de operação do laser ($1,53 \mu\text{m}$).

4.1.2 Laser de alta potência

As operações CW, Q-switching e mode-locking do laser de fibra dopada com Érbio têm sido obtidas por vários autores[1]. No entanto, pouca atenção tem sido dada à capacidade dos lasers de fibra operarem com alta potência em regime CW[2],[3]. Utilizando uma fibra multimodo de alta dopagem, obtivemos a operação CW do laser de fibra, com uma potência de saída de até 500 mW.

A configuração experimental usada na obtenção do laser de alta potência é mostrada na Figura 4.3. O meio ativo é uma fibra dopada com Érbio, cujas especificações são mostradas na Tabela 4.2. A fibra era bombeada por um laser de argônio operando no comprimento de onda de 514,5 nm. O feixe de bombeio foi acoplado à fibra por meio de uma objetiva microscópica de 5x. O espelho de entrada

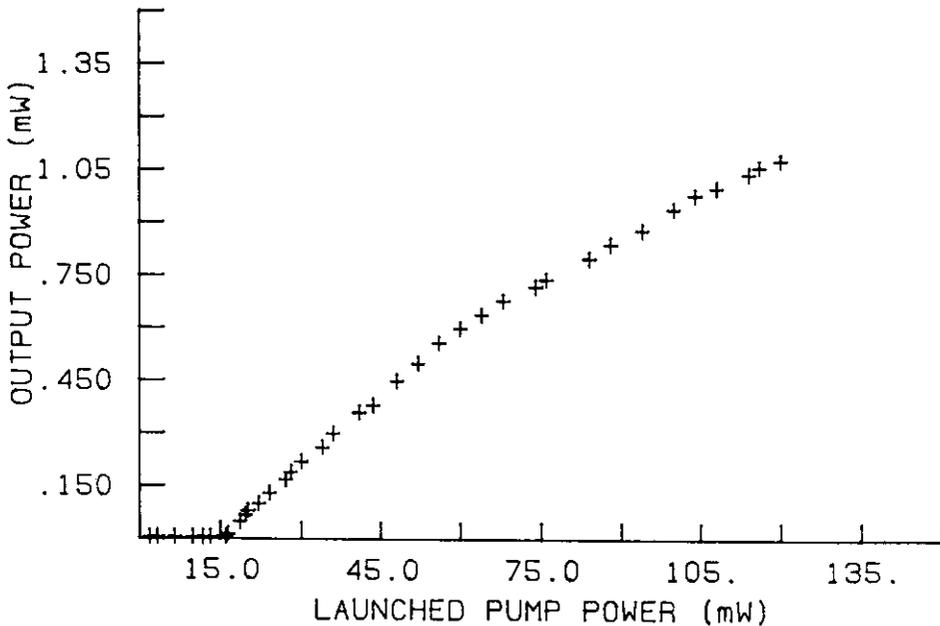


Figura 4.2: Curva característica da operação CW do laser de fibra dopada com Érbio.

do laser é a própria face da fibra dopada com Érbio, que tem uma refletividade de $\sim 4\%$ em torno de $1,5\ \mu\text{m}$. Um prisma SF10 em ângulo de desvio mínimo foi usado para separar o feixe de bombeio do feixe de saída do laser.

A Figura 4.4 mostra a potência de saída do laser em função da potência de bombeio, para 1 m de fibra, nas temperaturas de 77 K (triângulos) e 300 K (círculos). A potência do limiar e a eficiência diferencial são de 0.6 W e 10 %, para a temperatura de 77 K, e 1,2 e 6 %, para a temperatura de 300 K, respectivamente. A redução do limiar em temperaturas mais baixas é atribuída ao comportamento dos íons de Érbio como um sistema de quasi-4-níveis[4]. Este comportamento é devido à separação das componentes Stark do multiplete do estado fundamental $I_{15/2}$. Este multiplete tem sua componente excitada como nível terminal da transição laser, e não o seu nível fundamental. Em baixas temperaturas, a população térmica do estado fundamental excitado cai significativamente, o que aumenta a inversão de população. Ao resfriarmos a fibra, observamos um aumento na transmissão do bombeio. Este efeito é devido a um deslocamento na banda de absorção[5] para comprimentos de onda mais curtos, o que reduz a absorção do bombeio. Devido a este fato, o comprimento da fibra pôde ser aumentado para 2 m, e obtivemos 500 mW de potência de saída (veja Figura 4.4-quadrados). Nesta configuração, a eficiência diferencial e a potência de

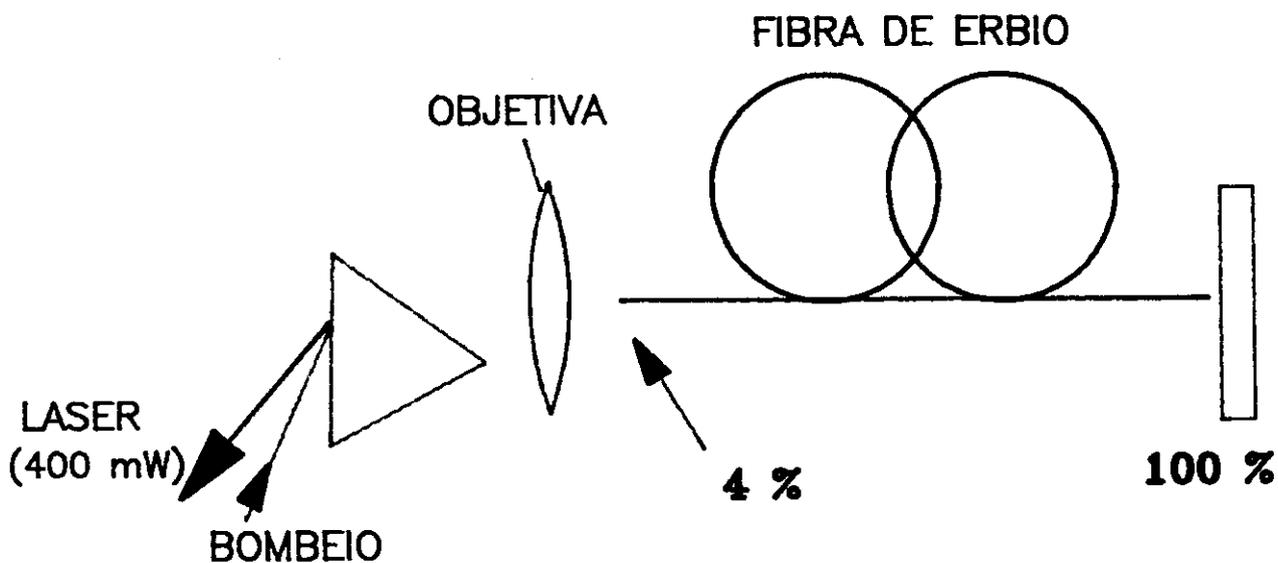


Figura 4.3: Diagrama esquemático do laser de fibra dopada com Érbio de alta potência. O prisma SF10 é usado para separar o feixe de bombeio (514,5 nm) do feixe de saída do laser (1530 nm).

Tabela 4.2: *Parâmetros da fibra óptica multimodo dopada com Érbio.*

Fabricante	AT&T
Comprimento (m)	1-2
Raio do núcleo (μm)	16
Abertura numérica	0,21
Lambda de corte λ_c (μm)	8,7
Concentração (ppm)	~ 1600
Absorção em 1540 nm (dB/m)	40

limiar aumentaram para 12,5 % e 1 W, respectivamente.

A baixa eficiência diferencial do laser de fibra é atribuída à absorção do estado excitado[5], que depopula o estado meta-estável $I_{13/2}$. Este efeito pode ser minimizado diminuindo a população no estado meta-estável, necessária para a operação do laser. Isto pode ser obtido reduzindo o limiar do laser por uso de um acoplamento de saída menor[2]. Entretanto, em nosso caso, não pudemos usar um espelho na extremidade de entrada da fibra, como no caso do laser de baixa potência, porque a intensidade neste ponto é muito alta ($\sim 5 \text{ MW/cm}^2$) e danifica o filme refletor do espelho.

A Figura 4.5 mostra o espectro de saída do laser a 300 K, quando as potências de bombeio e de saída eram 7.5 W e 200 mW, respectivamente. O espectro apresenta várias linhas entre 1532 nm e 1560 nm. Usando um prisma SF10 intracavidade, o laser foi sintonizado nesta região. O número de linhas do espectro depende da potência de bombeio. Reduzindo a potência de bombeio para o mais próximo possível da potência de limiar, o laser oscilava em uma única linha. A Figura 4.6 mostra o comportamento espectral do laser à temperatura de 77 K para potências de bombeio e saída de 7.5 W e 300 mW, respectivamente. O espectro de saída do laser, além de apresentar mais linhas que à temperatura ambiente, desloca-se $\sim 10 \text{ nm}$ para comprimentos de onda menores.

O perfil de intensidade do feixe de saída apresenta vários modos. Diminuindo a potência de bombeio para o mais perto possível do limiar, tentamos obter a operação do laser com apenas um modo transversal. Isto não foi possível, pois o comprimento de onda de corte do modo LP_{11} é muito maior que o comprimento de onda de operação do laser, o que torna a fibra muito multimodo na região de $1,5 \mu\text{m}$.

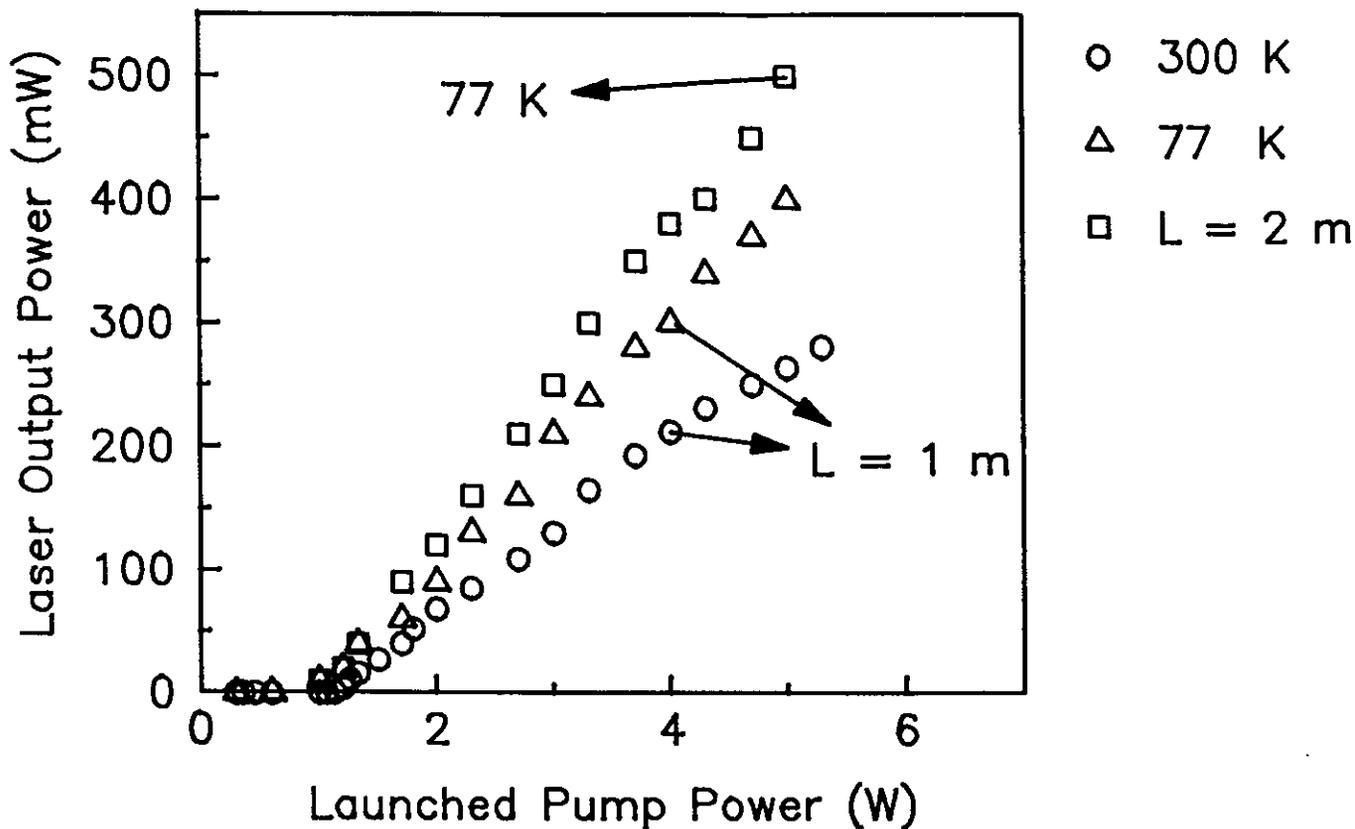


Figura 4.4: Potência de saída à temperatura ambiente (\circ) à baixa temperatura (Δ) em função da potência de bombeio para 1 m de fibra. A máxima potência de saída (\square) foi obtida com uma fibra de 2 m de comprimento.

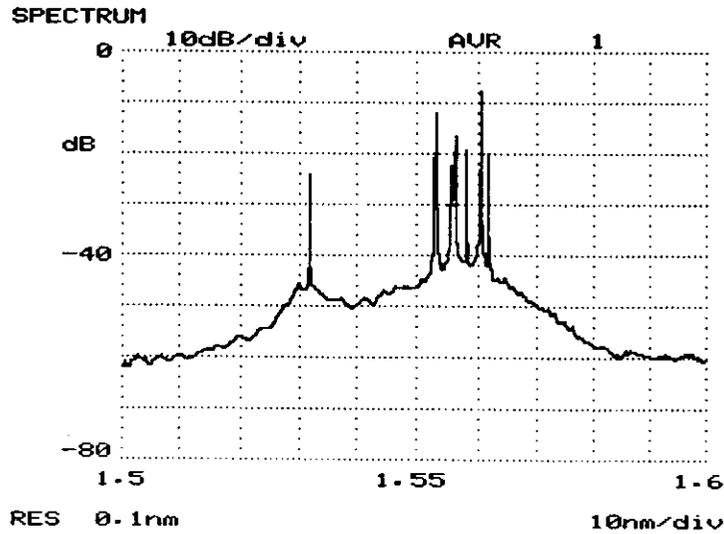


Figura 4.5: Espectro de saída do laser de fibra de alta potência medido à temperatura ambiente.

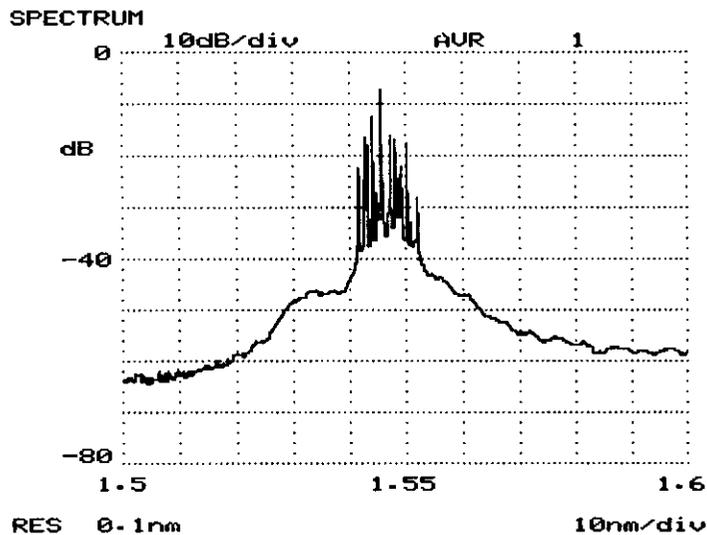


Figura 4.6: Espectro de saída do laser de fibra de alta potência medido à temperatura de 77 K.

4.2 'Q-switching' ativo do laser de fibra dopada

A operação em regime de 'Q-switching' consiste em modular o fator Q da cavidade pela inserção de um elemento chaveador. Maiores detalhes da teoria de 'Q-switching' são descritos na referência[6]. Os vidros dopados com íons terras raras têm geralmente tempos de vida fluorescentes relativamente longos ($\sim 1\text{ms}$), e por isso são bons armazenadores energia. Os lasers de fibra (geralmente de sílica) dopada com Érbio, além de apresentarem esta vantagem, possuem um alto limiar de danificação comparado aos materiais semicondutores. Este laser, operando em regime de 'Q-switching', pode ser usado em medidas de óptica não-linear[8], chaveamento não-linear e OTDR[7]. Descrevemos a operação em regime de 'Q-switching' do laser de fibra dopada com Érbio e analisamos os parâmetros que determinam seu desempenho.

O aparato experimental[4] usado, mostrado na Figura 4.7, é semelhante ao da operação em regime CW, porém, para podermos inserir o modulador no interior da cavidade, o espelho de saída foi afastado $\sim 30\text{ cm}$ do final da fibra e uma objetiva de microscópio de $\times 10$ foi utilizada para focalizar o feixe de saída de fibra. A fibra óptica utilizada no experimento é a mesma da operação CW descrita na Tabela 4.1. Usamos como fonte de bombeio a linha 514.5 nm do laser de argônio. Dos métodos usuais de chaveamento-Q de lasers (mecânico, acústico óptico, eletro óptico e absorção saturável), utilizamos o mecânico e o acústico óptico para modular o laser de fibra.

A modulação mecânica pode ser feita com um 'chopper'. O 'chopper' apresenta uma alta razão de extinção e tem perda nula para Q-alto. Infelizmente, apresenta um tempo de chaveamento lento e baixa estabilidade do pulso. O tempo de chaveamento é minimizado pela redução do 'spot size' no 'chopper' e/ou aumentando a velocidade do 'chopper'.

Com a modulação acústico-óptica, o chaveamento da cavidade é mais rápido, e o tempo de modulação pode ser controlado pelo gerador de RF. O problema deste modulador é sua limitada eficiência de difração.

Usando-se um 'chopper' a uma taxa de repetição de 500 Hz , medimos a duração do pulso 'Q-switching' e o tempo de formação do pulso na cavidade ('buildup time') em função da potência de bombeio. A Figura 4.8 mostra que a duração do pulso de Q-switching (o) e o 'buildup time' (\square) diminuem com o aumento da potência de bombeio. Este fato pode ser entendido da seguinte forma: com o aumento da potência de bombeio, aumenta-se o ganho por passagem na fibra, o que reduz o número de voltas necessárias para a formação do pulso de 'Q-switching', ocorrendo, por conseguinte, uma redução na duração do pulso.

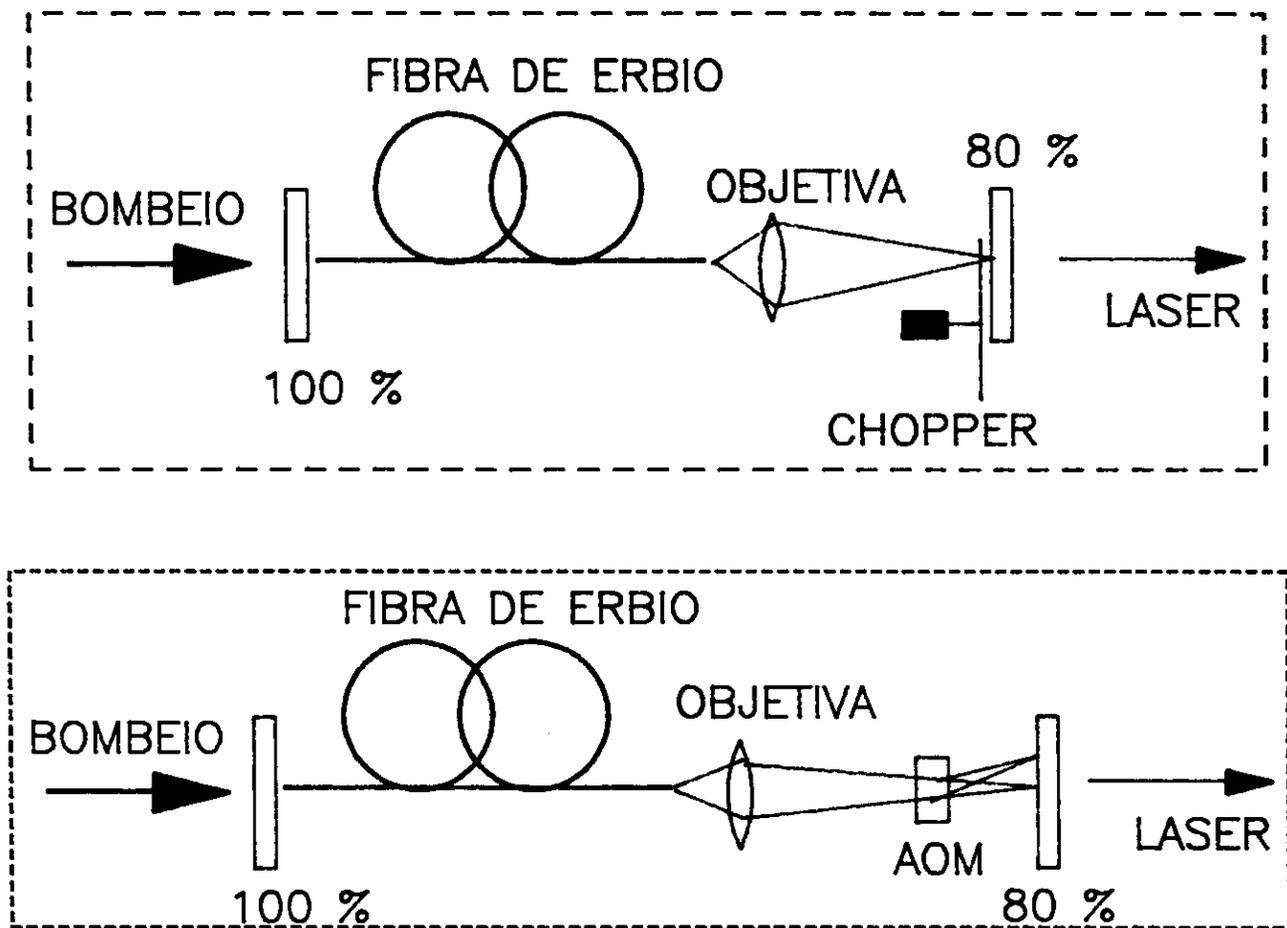


Figura 4.7: Configuração experimental do laser de fibra dopada com Érbio usando a) modulação mecânica, b) modulação acousto óptica.

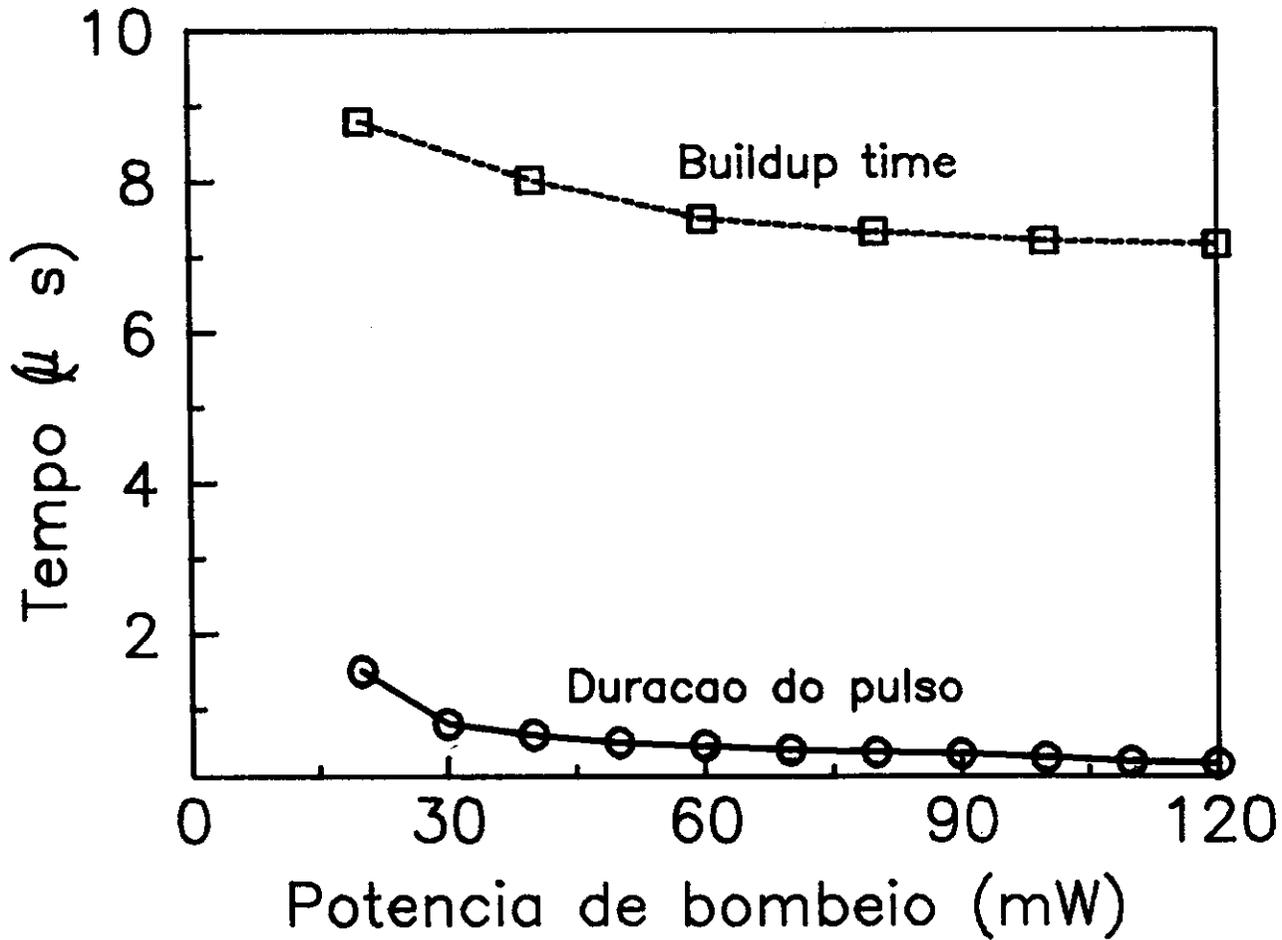


Figura 4.8: Duração do pulso 'Q-switched' (o) e o 'buildup time' (\square) do laser de fibra dopada com Érbio em função da potência de bombeio acoplada à fibra.

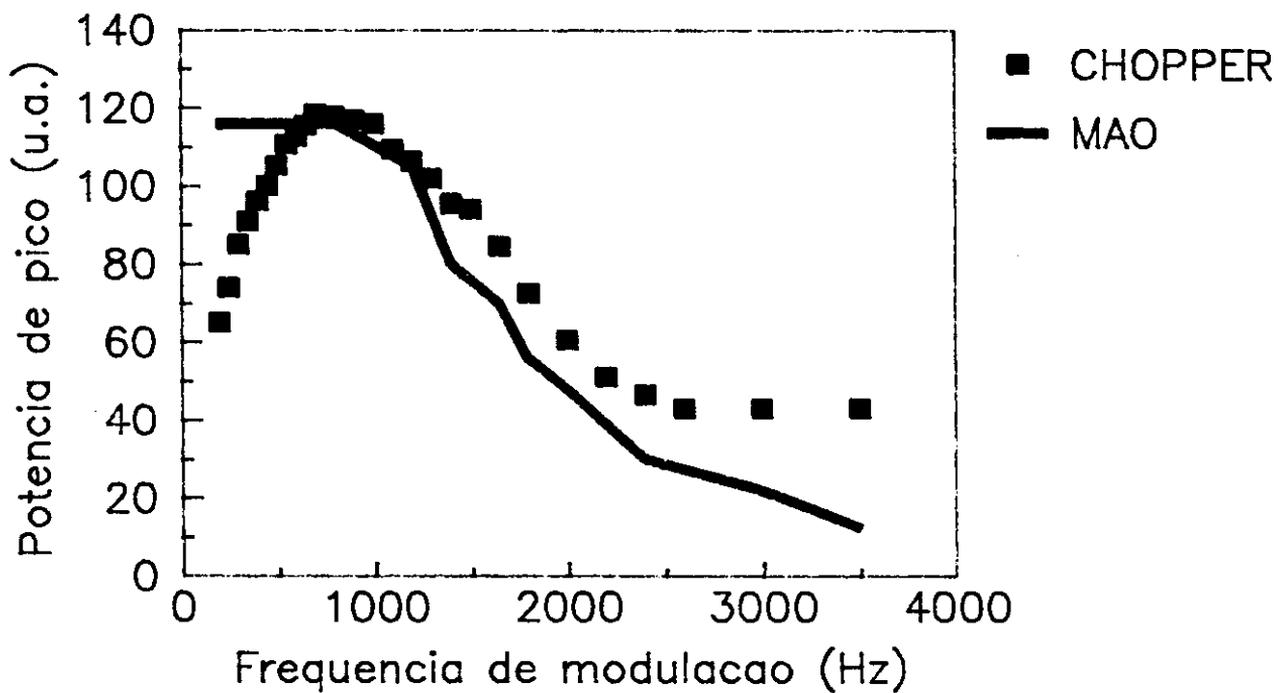


Figura 4.9: Potência de pico do pulso 'Q-switched' do laser de fibra dopada com Érbio em função da frequência de modulação do 'chopper' (□) e do modulador acusto-óptico, MAO (linha sólida).

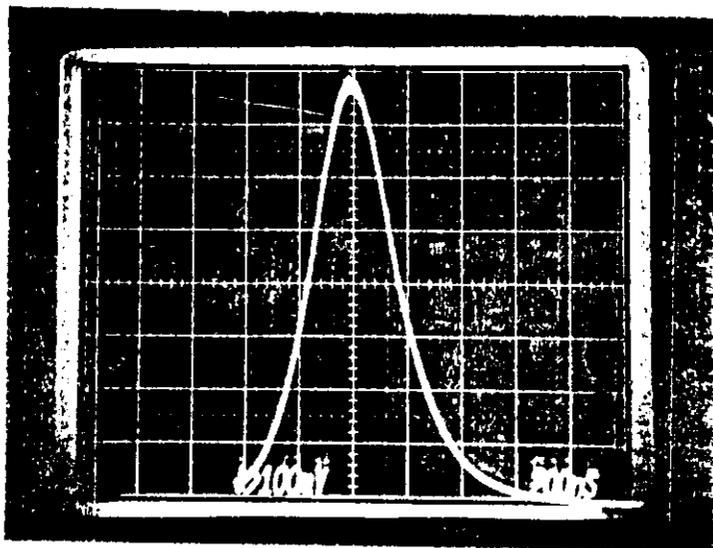


Figura 4.10: Pulso 'Q-switched' do laser de fibra dopada com Érbio usando um 'chopper' como elemento chaveador da cavidade a uma taxa de repetição de 500 Hz.

A Figura 4.9 mostra a potência de pico em função da taxa de repetição do 'chopper' (\square). O aumento na frequência de modulação implica em menor armazenamento de energia, o que reduz a potência de pico do laser. O comportamento crescente e decrescente da potência de pico se deve ao fato do 'chopper' ter um tempo de chaveamento que depende da taxa de repetição. Para frequências abaixo de 800 Hz, este chaveamento é muito lento e faz com que o laser comece a oscilar antes que a cavidade esteja totalmente aberta. Isto reduz a energia armazenada e diminui a ação de chaveamento. Esta análise é confirmada quando introduzimos um modulador acústico óptico na cavidade, no lugar do 'chopper'. A Figura 4.9 mostra a curva da potência de pico (linha-sólida) em função da taxa de repetição do modulador acústico óptico. Verificamos que para baixas frequências de modulação a potência de pico se mantém constante. No entanto, não obtivemos bons resultados com o modulador acústico óptico, devido à sua baixa eficiência de difração em $1,5 \mu\text{m}$.

Verificamos também que a potência de pico cresce com o aumento da potência de bombeio. A redução do comprimento da cavidade produz pulsos mais curtos e, portanto, com maior potência de pico[10]. A Figura 4.10 mostra um típico pulso do 'Q-switching', obtido com o 'chopper' a uma taxa de repetição de 500 Hz. O pulso tem duração de $\sim 320 \text{ ns}$ e potência de pico de $\sim 1 \text{ W}$.

Bibliografia

- [1] E.A. de Souza, C.H. Brito Cruz, M. Scarparo, A.M. Prokhorov, V.E. Postovalov, N.S. Vorobiev, and M.Ya. Shelev, "*Application of a linear picosecond streak camera to the investigation of a 1.55 μ m mode locked Er³⁺ fiber laser*", Conference on High-Speed Photonics and Photograph (1990) (a ser publicado).
- [2] M.S. O'Sullivan, J. Chrostowski, E. Desurvire and J.R. Simpson, *Opt. Lett.* 14, 438 (1989).
- [3] D.C. Hanna, I.R. Perry, J.R. Lincoln and J.E. Townsend, *Optics Comm.* 80,52 (1990).
- [4] Z.J. Kiss and R.C.Duncan, Jr. *Proc.IRE* 50, 1531, (1962).
- [5] R.I. Laming, S.B. Poole, and E.J. Tarbox, *Opt. Lett.* 13, 1084 (1988).
- [6] A.E. Siegman "*Lasers*", University Science Books.
- [7] M. Nakazawa, M. Tokuda, K. Washio and Y. Asahara, "*130-km-long fault location for single-mode optical fiber using 1,55- μ m Q-switching Er³⁺:glass laser.*", *Opt. Lett* 9, 312 (1984).
- [8] Os laser de fibra dopadas com Érbio operam na região de 1,53 μ m. Quando chaveado pode ser usado, por exemplo, para medida do índice de refração não linear.
- [9] E.A. de Souza e C.H. Brito Cruz, "*Q-switching de um laser de fibra dopada com Érbio*", XII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada pag. 178 (1989).
- [10] Bill Barnes, Paul Morkel, Mark Farries, Laurence Riekie e David Payne "*Q-switching in fiber lasers*", *Fiber laser source and amplifiers*, Proc. SPIE 1171, 298 (1990)

Capítulo 5

Geração de pulsos curtos em lasers de fibras dopadas com Er^{3+}

Descrevemos, neste capítulo, a geração de pulsos curtos em fibras dopadas com Érbio pela técnica de acoplamento de modos ('Mode locking'), que consiste em estabelecer uma relação de fase constante entre os modos longitudinais do laser, de forma a se obter um pulso cuja duração se relacione ao inverso da largura de banda de emissão do laser. Assim, para se obter pulsos curtos, a fluorescência ou largura de banda do ganho do amplificador deve ser suficientemente larga para suportar o pulso. Por exemplo, o laser de rubi tem uma largura de banda de ~ 0.2 nm, o laser de Er:vidro de ~ 30 nm, um corante orgânico de ~ 100 nm e recentemente o laser de safira dopada com Titânio de ~ 400 nm. Com isto podemos inferir que as larguras de banda do ganho suportam, potencialmente, pulsos com durações mínimas de 10 psec, para o laser de Rubi, e 3 fs no caso do laser de Titânio Safira.

A técnica de 'mode locking' se divide em duas categorias: ativo e passivo. No 'mode locking' ativo, um modulador de fase ou amplitude é introduzido no interior da cavidade do laser. Se a frequência da modulação é aproximadamente igual à separação entre os modos da cavidade, as fases dos modos se acoplam via bandas laterais. No 'mode locking' passivo, usa-se um absorvedor saturável no interior da cavidade cuja, transmitância aumenta com o aumento da intensidade da luz. A diferença entre o 'mode locking' ativo e passivo é que no passivo o pulso fornece sua própria modulação.

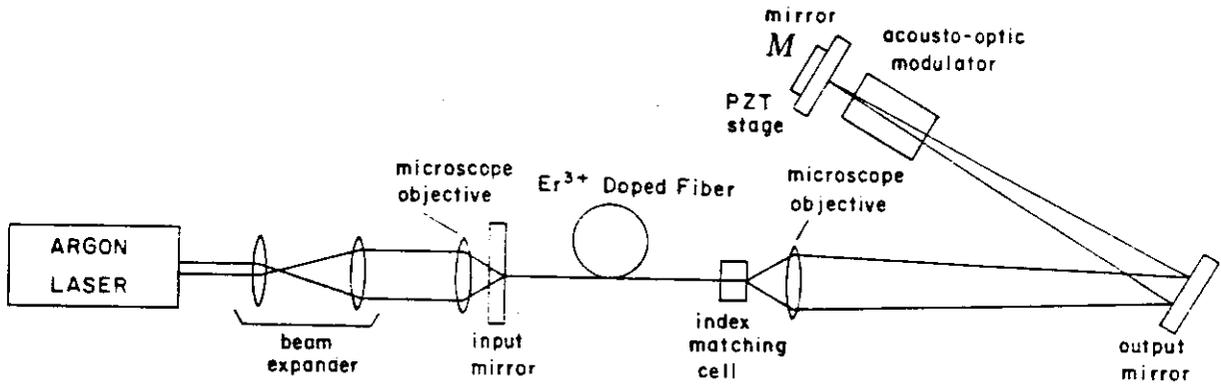


Figura 5.1: *Configuração experimental do laser de fibra dopada com Érbio com modulador acústico óptico*

5.1 ‘Mode locking’ ativo do laser de fibra dopada.

Vários grupos têm obtido a operação mode-locking do laser de fibra dopada com Érbio (LFDE), usando moduladores acústico-óptico de amplitude e fase[1] e moduladores integrados[2]. Neste ítem descrevemos a obtenção de um pulso de 80 psec de duração usando modulação acústico-óptica de amplitude[4].

5.1.1 Aparato experimental do laser de fibra com modos acoplados ativamente

A figura 5.1 mostra o esquema experimental utilizado no experimento. O meio ativo é um pedaço de 10 m de fibra dopada com Er^{3+} , feita pela AT&T (vide 4.1), com concentração $1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ de íons de Érbio (35 ppm). A abertura numérica é de 0.18 e o raio do núcleo codopado com Alumínio de $2.5 \mu\text{m}$. A absorção não saturada é de 2.5 dB/m no comprimento de onda do bombeio e 4 dB/m no comprimento de onda do laser.

O LFDE foi bombeado pela linha 514.5 nm de um laser de argônio. O feixe de

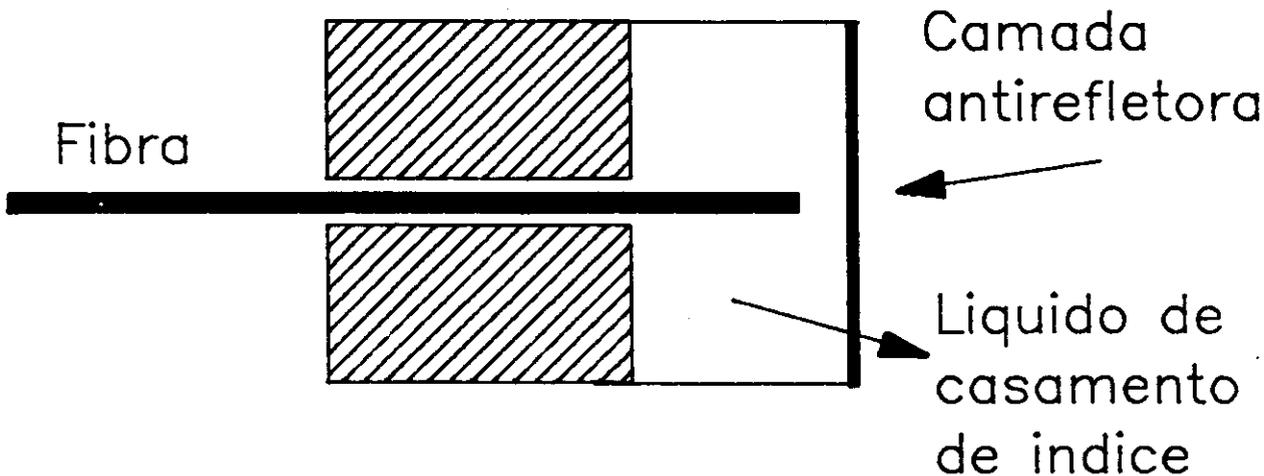


Figura 5.2: Cella de casamento de índice de refração

bombeio foi expandido 2x por um telescópio e introduzido na fibra através de uma objetiva de microscópio de 5x com uma eficiência de 40 %. O feixe expandido e a objetiva de 5x produzem um 'spot size' de $\sim 4 \mu\text{m}$ (menor que o diâmetro da fibra). O espelho de entrada tem 100 % de refletividade no comprimento de onda de oscilação do laser ($1.5 \mu\text{m}$) e 90 % de transmissão no comprimento de onda do bombeio (514.5 nm). Este espelho deve ser encostado na fibra para reacoplar os raios emergentes e para impedir a formação de um etalon entre a face da fibra e o espelho.

Na outra extremidade da fibra, a luz de $1.5 \mu\text{m}$ é colimada por uma objetiva em um espelho que tem 100 % de refletividade em $1.5 \mu\text{m}$. A objetiva intracavidade é especial para o infra vermelho e tem uma transmitância de 96 % em $1.5 \mu\text{m}$. Uma cela de casamento de índice de refração é usada na extremidade da fibra. A cela, descrita na figura 5.2, contém um líquido com índice de refração igual ao do núcleo da fibra e sua janela de saída possui uma camada antirrefletora para $1.5 \mu\text{m}$. Esta cela é essencial para eliminar as cavidades secundárias formadas entre as extremidades da fibra e entre o fim da fibra e o espelho M. As subcavidades formam etalons que aniquilam modos longitudinais do laser, necessários para um bom 'mode locking'.

O espelho de saída do laser possui 20 % de transmitância em $1.5 \mu\text{m}$, e é usado em ângulo para impedir a realimentação da parte de trás, que introduz instabilidade no 'mode locking', e para facilitar o alinhamento do feixe no modulador acústico óptico. O modulador acústico-óptico (modelo 3008 da Quantronix) foi inserido na

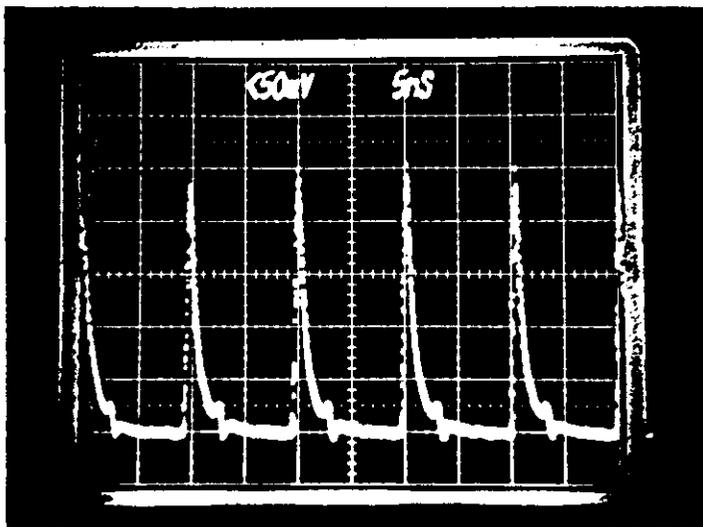


Figura 5.3: Trem de pulsos do laser de fibra dopada com Érbio com modos acoplados ativamente.

cavidade perto do foco formado pela objetiva especial no espelho M, e produz uma profundidade de modulação de $\sim 25\%$. Este valor foi medido usando-se a luz de $1,53\ \mu\text{m}$ do laser de fibra operando CW para uma potência de RF de 8 W aplicada ao modulador. O espelho M e o modulador acústico-óptico foram montados em um estágio de translação, para se obter um perfeito casamento do espaçamento dos modos da cavidade e a frequência de operação do modulador (49.9472 MHz).

5.1.2 Medidas da duração do pulso

Duração do pulso medida por um detector e um osciloscópio

A figura 5.3 mostra o trem de pulsos medido por um sistema composto de um fotodetector rápido (PD-40) acoplado a um osciloscópio de amostragem (7904), com tempo de resposta combinado de $\sim 170\ \text{psec}$. A taxa de repetição do laser é de $\sim 100\ \text{MHz}$ e a potência média de 5 mW, para uma potência de bombeio de 100 mW. As flutuações na potência de saída são da ordem de 5%. A duração de cada pulso individual do trem de pulsos é mostrada na figura 5.4. Como mostrado na próxima secção (medida da duração com 'streak camera'), a duração do pulso está sendo limitada pelo tempo de resposta do conjunto detector-osciloscópio.

Um aspecto importante na obtenção do 'mode locking' estável é o perfeito casa-

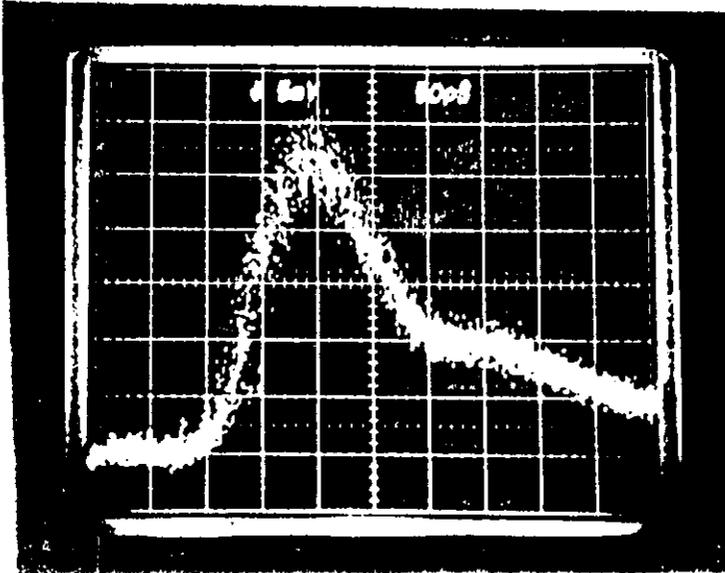


Figura 5.4: Pulso do laser de fibra dopada com Érbio com modos acoplados ativamente.

mento entre o comprimento da cavidade e a frequência de modulação. Uma vez obtida esta condição é necessário manter fixos o comprimento da cavidade e a frequência de ressonância do modulador. Na figura 5.5, mostramos uma medida da duração do pulso mode locked em função da variação do comprimento da cavidade. Verificamos que para deslocamentos da ordem de $10 \mu\text{m}$ a duração do pulso é dobrada. Como a cavidade do laser é longa ($\sim 15 \text{ m}$), variações pequenas podem ocorrer. Por exemplo, para uma variação de apenas um grau na temperatura ambiente, o comprimento da fibra (10 m) varia de $\sim 6 \mu\text{m}$. Conforme podemos ver da figura 5.5, esta variação afeta a duração do pulso. Devido a isto, foi necessário manter a fibra dopada com Érbio em um reservatório de água, para minimizar os efeitos de dilatação térmica. A frequência de ressonância do modulador foi mantida pela água refrigerada que circulava no interior do dissipador de calor.

Duração do pulso medida por uma 'Streak camera'

A duração exata do pulso do laser de fibra dopada com Érbio foi medida por uma 'streak camera' IMACOM modificada, com resolução temporal de $1,5 \text{ ps}$. O tubo de imagem S1-PV001 foi estendido até a região de $1,55 \mu\text{m}$ e instalado na câmera IMACOM. A sensibilidade inicial da 'streak camera' era de $26 \mu\text{A/W}$ em $1,3 \mu\text{m}$.

Duração do pulso (ps)

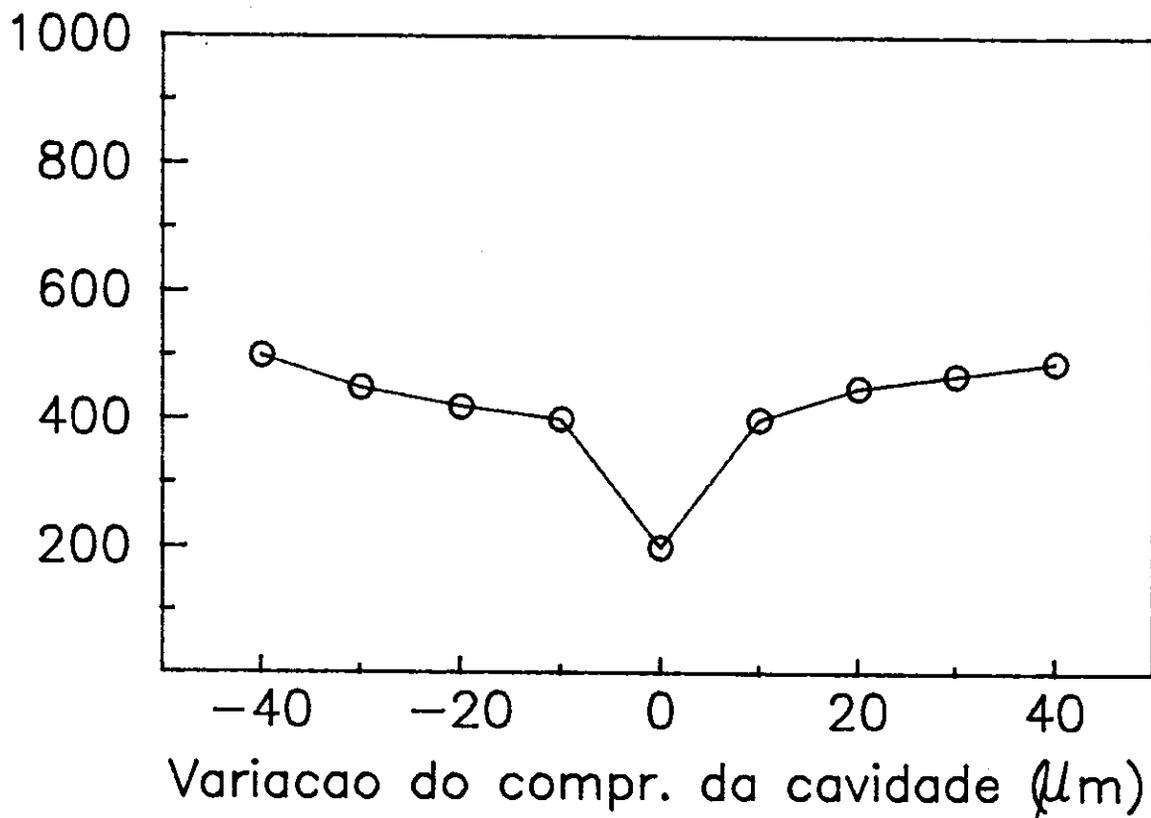


Figura 5.5: *Duração do pulso do laser de fibra dopada com Érbio em função da variação do comprimento da cavidade*

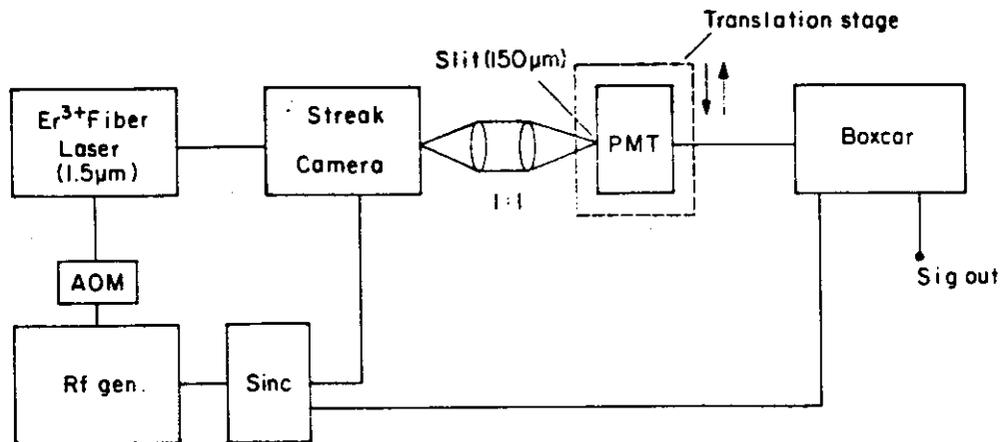


Figura 5.6: Configuração experimental para medição do traço da 'streak camera'.

Devido à baixa sensibilidade do fotocátodo em $1,55 \mu\text{m}$, a 'streak camera' não pôde ser usada em 'single-shot mode', e um aparato especial foi necessário para medir a largura do pulso (figura 5.6). O gerador de RF usado como fonte para o modulador acousto óptico, foi também usado como 'trigger' para 'streak camera', que operava a uma taxa de repetição de 15 Hz.

Um sistema de detecção sensível e simples foi usado para medir a figura dispersada do pulso formada na tela da ICT, usando uma fotomultiplicadora de alto ganho e uma fenda de $150 \mu\text{m}$, montados num estágio de translação. A imagem da tela era transferida ao plano da fenda por um conjunto de lentes com magnificação de 1:1. A fenda e a fotomultiplicadora eram movidos na direção perpendicular à propagação da luz. O sinal da fotomultiplicadora era lido com um 'boxcar averager' e enviado a um computador que controlava o movimento do estágio de translação.

A figura 5.7 (curva sólida) mostra um pulso medido por este sistema. A curva pontilhada mostra a resolução temporal do sistema, que é limitado pela largura da fenda. A fenda é escolhida de acordo com a sensibilidade da fotomultiplicadora. O pulso medido tem 80 ps de duração, e apresenta algumas estruturas laterais que acreditamos ser devido à flutuações do laser durante a medida e ao 'jitter' na 'streak camera'. A potência de saída é de $\sim 5 \text{ mW}$ para uma taxa de repetição 100 MHz.

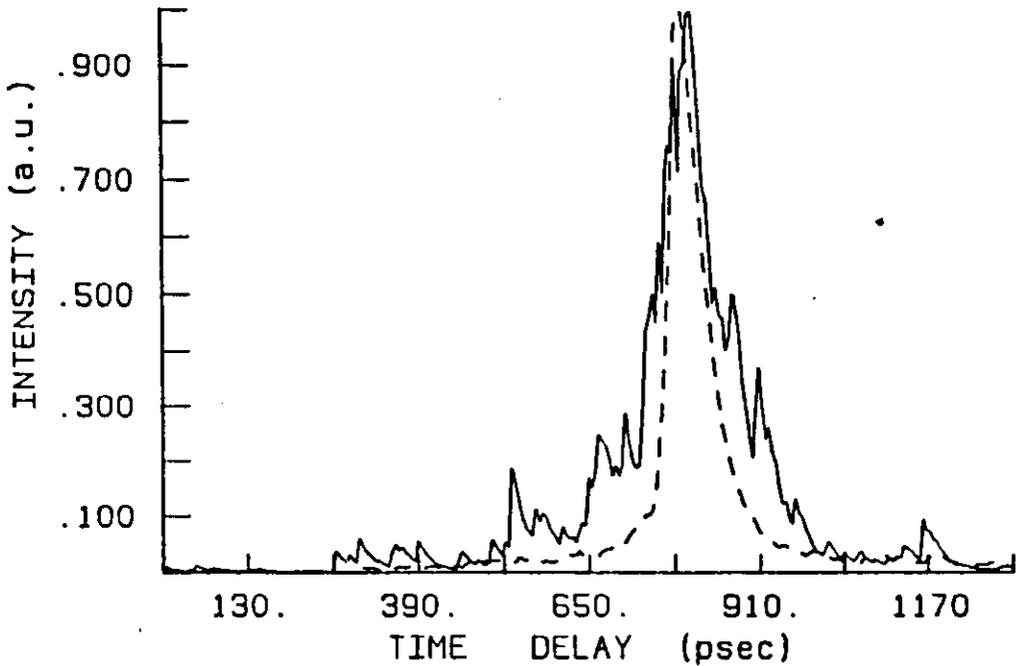


Figura 5.7: Pulso do laser de fibra dopada com Érbio com modos acoplados ativamente por um modulador acousto óptico e medido por uma 'streak camera' IMACOM modificada.

Neste caso, a potência de pico do pulso é ~ 600 mW.

Comparação com o modelo de Kuizenga e Sigmann

Para analisarmos os resultados obtidos, usamos a teoria desenvolvida por Kuizenga e Sigmann[5], que trata do 'mode locking' ativo no domínio do tempo. A teoria assume que o meio tenha um alargamento de linha homogêneo (muito maior que a largura de linha do pulso gerado) e que o pulso inicial seja gaussiano com varredura de frequência linear. Nestes termos, a solução auto-consistente leva a uma simples expressão para a duração do pulso 'mode locked' dada por:

$$\tau_p(MA) = \frac{\sqrt{\sqrt{2} \ln 2} g^{1/4}}{\pi \delta_l^{1/2}} \sqrt{\frac{1}{\nu_m \Delta \nu}} \quad (5.1)$$

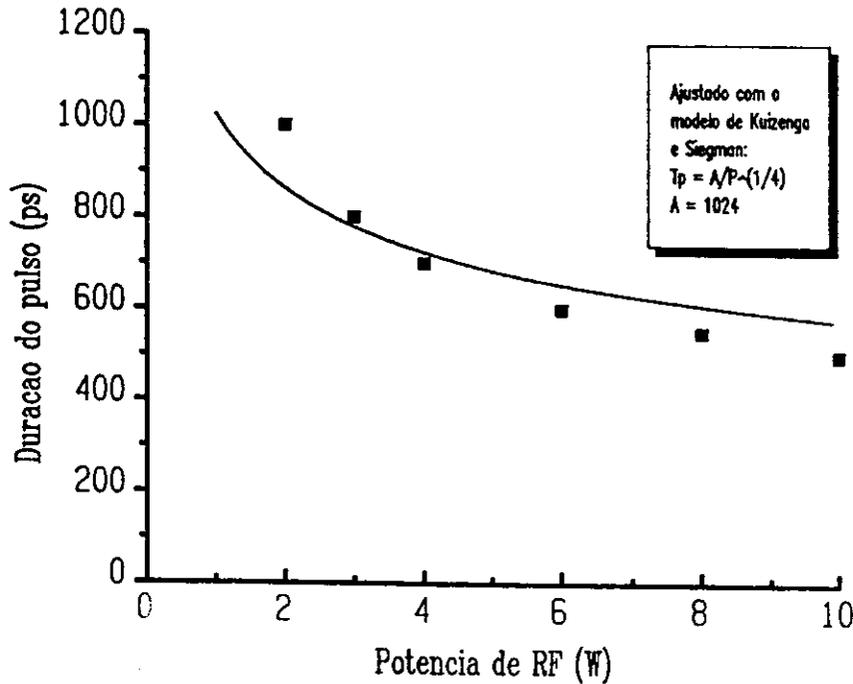


Figura 5.8: Duração do pulso do laser de fibra dopada com Érbio (\square) em função da potência de RF aplicada ao modulador acústico óptico. A linha sólida é um ajuste dos pontos usando o modelo de Kuizenga e Sigmann.

onde g é o coeficiente de ganho saturado no centro da linha, $\Delta\nu$ é a largura de banda da transição laser, ν_m é a frequência de RF aplicada ao modulador e δ_l a profundidade de modulação.

Para um modulador de amplitude operando em regime de Bragg a profundidade de modulação é proporcional à raiz quadrada da potência de RF aplicada ao modulador ($\delta_l \propto P_m^{1/2}$). Assim, a dependência da duração do pulso obtido por modulação de amplitude com a potência de RF aplicada ao modulador é da forma: $\tau_p(MA) \propto P_m^{-1/4}$. A figura 5.8 mostra uma medida da duração do pulso 'mode locked' (\square) em função da potência de RF aplicada ao modulador acústico óptico. A duração do pulso não varia substancialmente após 8 W de potência aplicada. Ou seja, a profundidade de modulação tende a saturar nos 25 % medidos anteriormente. A curva sólida, mostrada na figura 5.8, é um ajuste dos pontos medidos com a função $\tau_p(MA) \propto P_m^{-1/4}$, de onde vemos que a duração do pulso diminui com um fator um pouco maior que o previsto.

Substituindo os dados do laser de fibra dopada com Érbio na fórmula de Kuizenga e Sigmann ($\Delta\nu = 4$ THz, $\nu = 50$ MHz, $\delta_l = 0.125$ e $g \simeq 1/2 \ln(1/R) = 0.70$, onde R é refletividade dos espelhos e inclui todas as perdas) a duração prevista do pulso é de ~ 40 psec, ou seja, a metade da duração do pulso obtido. Isto significa que o pulso apresenta um excesso de largura de banda.

5.1.3 ‘Mode locking’ ‘Q-switching’ e ativos do laser de fibra dopada com Érbio

A operação ‘mode locking’ e ‘Q-switching’ simultânea tem sido obtida em vários lasers no intuito de se obter pulsos com alta potência de pico. No caso de lasers de fibras dopadas, há apenas um trabalho na literatura[3] sobre este tópico, com uma fibra dopada com Nd^{3+} . Em fibras ópticas, tem-se interesse em obter a operação simultânea para poder gerar efeitos não lineares, tais como auto modulação de fase, espalhamento Raman estimulado e, como o laser de fibra dopada com Érbio está na região de dispersão da velocidade de grupo negativa ($1,55 \mu\text{m}$), o efeito solitônico.

Em nossa experiência, introduzimos um chopper na cavidade do laser ‘mode locked’ (figura 5.1) e obtivemos a operação ‘mode locking’ e ‘Q-switching’ simultaneamente. A figura 5.9 mostra um típico pulso desta operação simultânea do laser de fibra dopada com Érbio. Os pulsos ‘mode locked’ no interior do envelope de ‘Q-switching’ têm sua duração aumentada, quando comparado com os pulsos ‘mode locked’ CW. Isto se deve ao fato de não haver tempo suficiente para os pulsos de mode locked atingirem o estado estacionário[5]. Este tempo é estimado ser da ordem de $100 \mu\text{s}$. No entanto, o tempo de formação e emissão do pulso de ‘Q-switching’ é menor, cerca de $10 \mu\text{s}$ (como mostrado na secção 4.2 do Capítulo anterior), o que mostra que os pulsos ‘mode locked’ emitidos no envelope de ‘Q-switching’ não atingem o estado estacionário. A duração dos pulsos mais intensos (no centro do envelope) é de aproximadamente 200 picosegundos, e a potência de pico é de ≈ 1 W.

5.1.4 Sintonia do laser de fibra dopada com Érbio com modos acoplados ativamente

A sintonia do laser de fibra dopada com Érbio operando continuamente tem sido obtida por vários grupos[6],[7],[8], usando-se variadas técnicas. No entanto, não há na literatura trabalhos publicados sobre a sintonia do laser de fibra dopada com Érbio operando em regime de ‘mode locked’. Neste tópico, apresentamos um laser de fibra

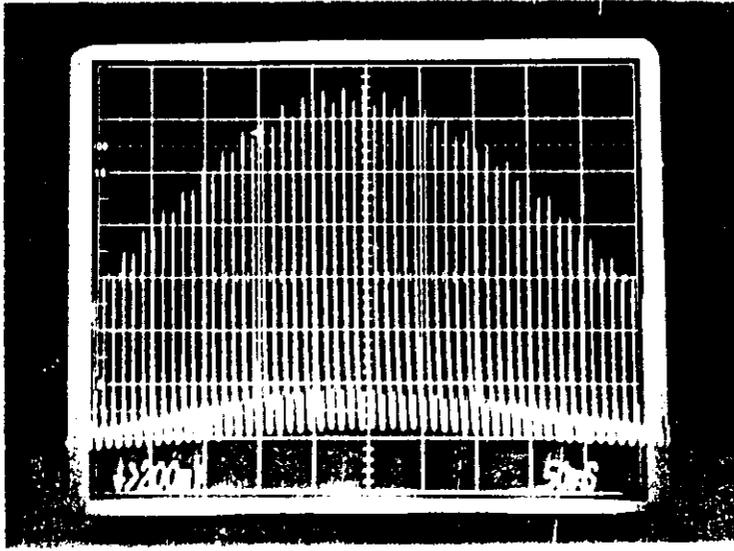


Figura 5.9: *Envelope de pulso Q-switched e 'mode locked'.*

dopada com Érbio sintonizável entre 1530 nm e 1560 nm, operando em regime de 'mode locked'. Tem-se interesse em obter lasers com pulsos curtos e sintonizáveis em torno de 1,5 μm , por exemplo, para estudar a dinâmica dos processos de relaxação em semicondutores com gap nessa região[9]. Os lasers de centro de cor têm sido uma das poucas fontes de pulsos curtos na região de 1,5 μm [10]. Também o laser de sóliton[11] pode gerar pulsos curtos em torno de 1,5 μm , mas é um laser de difícil sintonia, o que dificulta sua utilização em muitas experiências.

A configuração experimental utilizada, figura 5.10, é semelhante à usada anteriormente para a obtenção do 'mode locking' ativo não sintonizável. O meio ativo é uma fibra feita pela AT&T (fibra F1), cujas características são descritas na tabela 4.1.

A sintonia foi obtida pela inserção de um prisma (SF10) na cavidade, em ângulo de desvio mínimo. Este ângulo é próximo ao ângulo de Brewster, o que favorece a polarização paralela ao plano formado pelo feixe incidente e o transmitido. A figura 5.11 mostra a duração do pulso ao longo da curva da amplificação da emissão espontânea da fibra. Observamos que a curva da amplificação da emissão espontânea apresenta um único pico torno de 1533 nm, pois é uma fibra a base de Al_2O_3 . A curva da duração dos pulsos 'mode locked' apresenta dois mínimos, um 1533 nm e outro em 1555 nm. O pulso mais curto (100 ps) foi obtido em torno de 1533 nm coincidindo com o pico da amplificação da emissão espontânea. Observamos que na região entre os dois mínimos o 'mode locking' era bastante instável, embora a potência

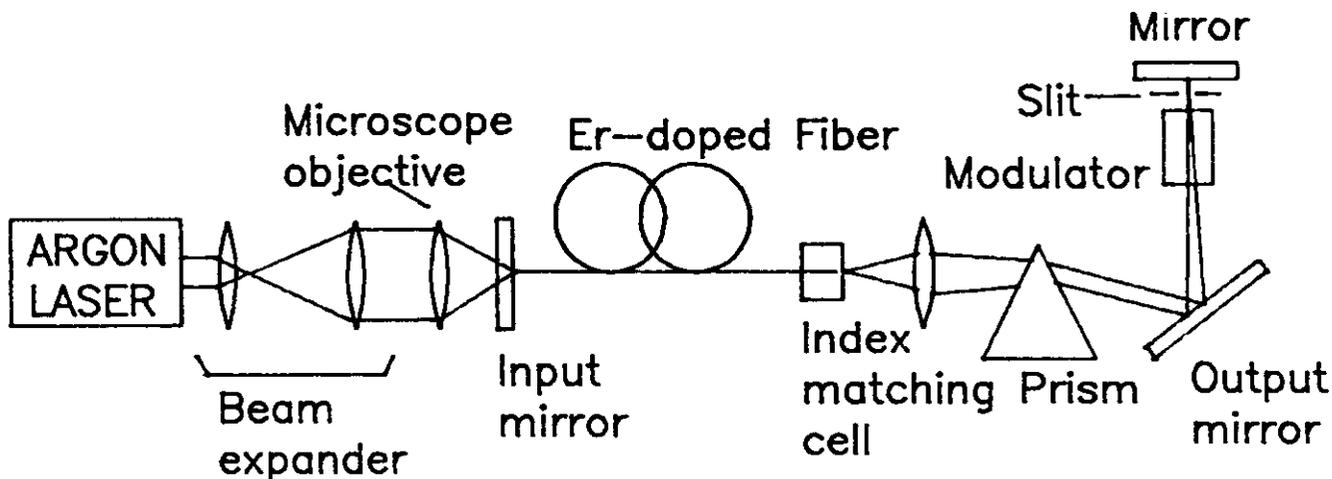


Figura 5.10: Diagrama esquemático do LFDE 'mode locked' acousto opticamente e sintonizável.

média não o fosse.

Em operação CW, a potência de bombeio e a potência de saída eram de 150 mW e 5 mW, respectivamente. A duração do pulso era relativamente independente do nível de bombeio. A figura 5.12 mostra o pulso mais curto medido com um fotodetector, com tempo de resposta de 80 ps, acoplado a um osciloscópio de amostragem, com tempo de subida de 25 ps. A comprimento de onda do laser era de ~ 1533 nm. A figura 5.13 mostra um espectro do laser medido por um espectrômetro com resolução de ~ 2 nm.

5.2 Mode locking passivo do laser de fibra dopada

Na secção anterior, descrevemos o 'mode locking' ativo do laser de fibra dopada com Érbio usando modulação ativa. No entanto, a técnica de modulação passiva é a que tem gerado pulsos mais curtos até o momento. A grande dificuldade de se obter um laser 'mode locked' passivamente em torno de $1.5 \mu\text{m}$ advém do fato que a maioria dos absorvedores saturáveis são corantes, e não há corantes disponíveis nessa região espectral. O 'mode locking' passivo do laser de fibra dopada com Érbio com pulsos

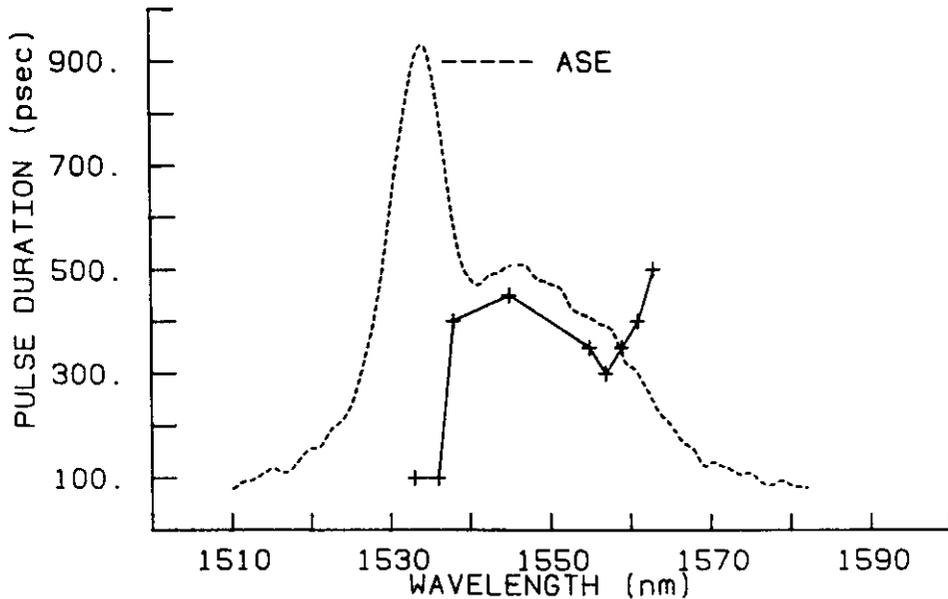


Figura 5.11: Duração do pulso em função do comprimento de onda (curva sólida). A curva pontilhada é a amplificação da emissão espontânea da fibra a base de Al_2O_3 .

de subpicosegundos foi recentemente obtido por uma técnica que utiliza um espelho amplificador não linear em laço (non-linear amplifier loop mirror, NALM)[13],[14]. Em nosso trabalho, apresentamos um laser de fibra dopada com Érbio com acoplamento passivo de modos, usando como absorvedor saturável um filme semiconductor de InGaAs.

O uso de um semiconductor como absorvedor saturável foi primeiramente demonstrado por Silberberg et al[15]. Eles obtiveram o 'mode locking' passivo de um laser de semiconductor usando um múltiplo poço quântico (MPQ) como absorvedor saturável. H. Haus e Y. Silberberg[16] mostraram teoricamente que a componente rápida da saturação da absorção, devida ao tempo de vida curto do exciton, é a de maior importância na formação do pulso de 1.5 ps que eles obtiveram. Entretanto, Islam et al[10] mode locked um laser de centro de cor de NaCl usando MPQ de InGaAs como absorvedor saturável e mostraram que a distribuição de portadores frios fora do equilíbrio, que termaliza na mesma escala de tempo que o tempo de vida dos excitons, é que domina a formação do pulso de 275 fs obtido por eles. Soccolich et al[17], usando um filme de semiconductor como absorvedor saturável acoplou passivamente os modos de um laser de centro de cor de NaCl e provaram que os excitons ou

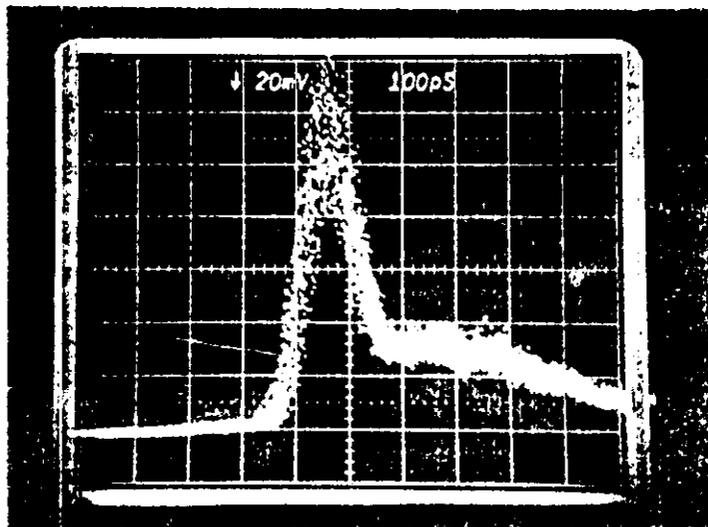


Figura 5.12: Perfil temporal do pulso mais curto do laser de fibra dopada com Érbio sintonizável obtido em 1533 nm.

confinamento bidimensional não são necessários para a obtenção do ‘mode locked’.

A configuração experimental utilizada para acoplar os modos do laser de fibra dopada com Érbio é mostrada na figura 5.14. A configuração é semelhante à usada no ‘mode locking’ ativo. O meio ativo é uma fibra feita pela TELEBRAS (fibra Er1079), cujas especificações estão descritas na tabela 4.1. O acoplamento de saída se faz através de um filme semiconductor de $In_{0.52}Ga_{0.48}As/InP$, que funciona como um espelho refletor não linear e possui uma camada antirefletora numa das faces para minimizar as perdas por reflexão. A amostra foi fabricada pela TELEBRAS pelo método MOCVD (metalorganic chemical vapor deposition), e consiste de uma camada epitaxial de InGaAs e um substrato de InP. A espessura e o comprimento de onda do gap do InGaAs são de $1,6 \mu m$ e $1,681 \mu m$, respectivamente. O espectro de transmitância do absorvedor, à temperatura ambiente, é mostrado na figura 5.15, de onde vemos que a transmitância no comprimento de onda de oscilação do laser ($1,55 \mu m$) é de $\approx 10 \%$.

A figura 5.16 mostra um envelope de pulso de ‘Q-switching’ modulado por pulsos gerados pelo acoplamento dos modos do laser de fibra dopada com Érbio. O laser, neste caso, opera simultaneamente nos regimes de ‘mode locking’ e ‘Q-switching’, e

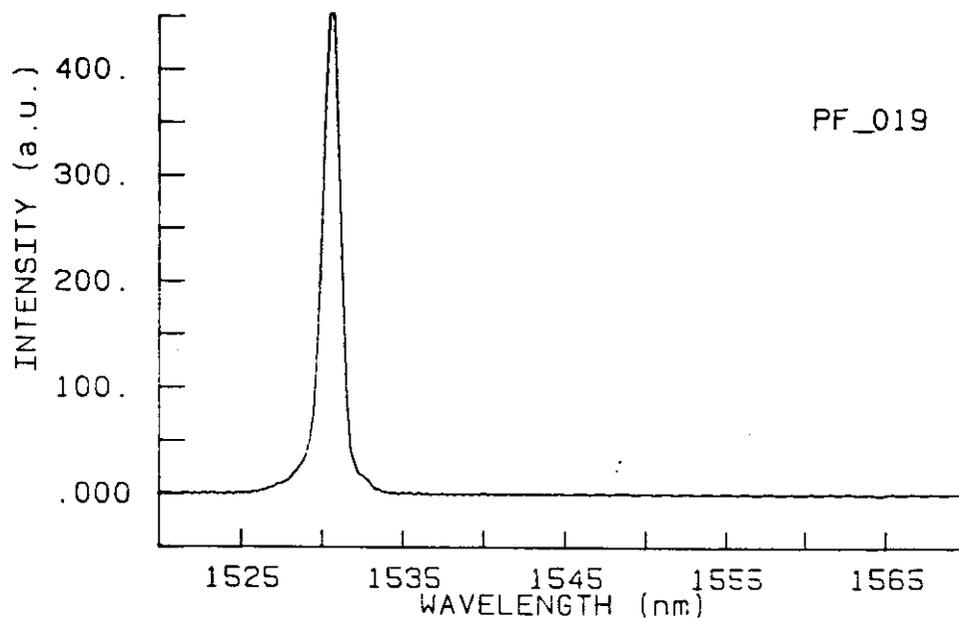


Figura 5.13: Espectro do pulso de 100 ps do laser de fibra dopada com Érbio sintonizável

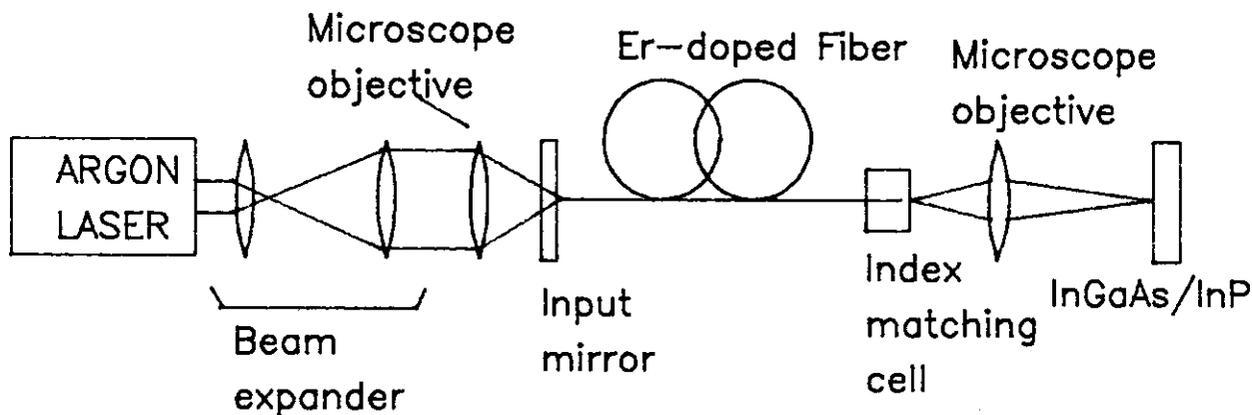


Figura 5.14: Laser da fibra dopada com Érbio com modos passivamente acoplados por um filme de InGaAs/InP

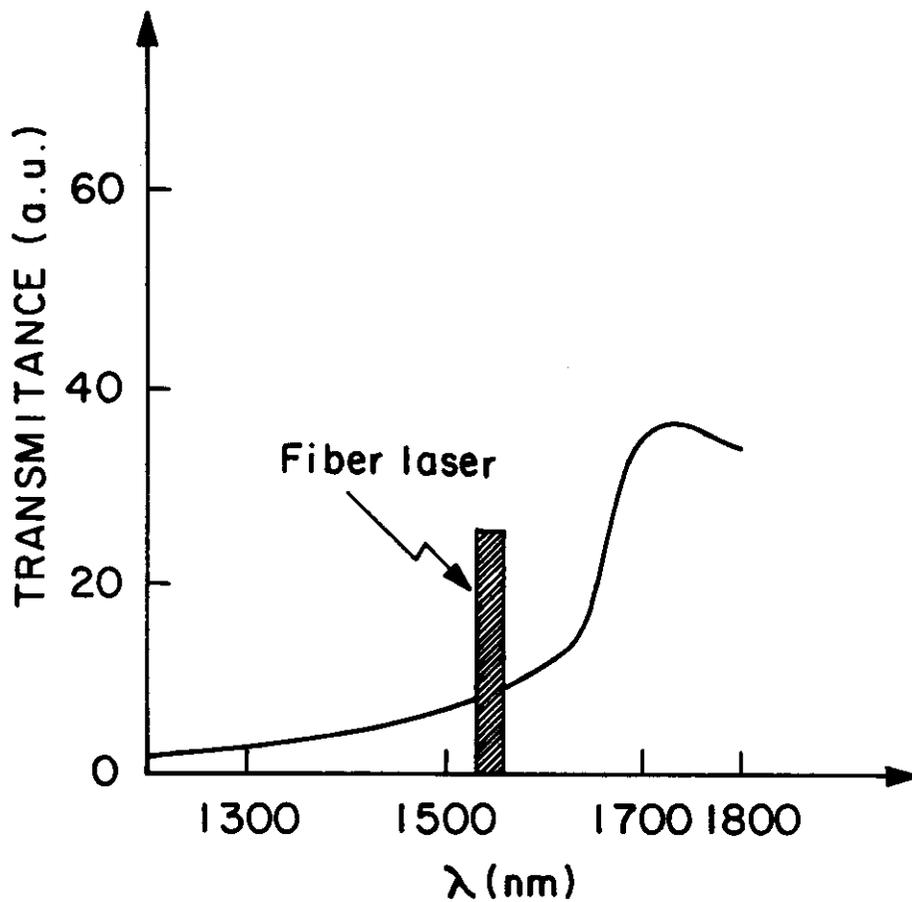


Figura 5.15: Curva de transmitância do filme semicondutor de InGaAs/InP

auto inicia este regime sem problemas. A taxa de repetição e a duração dos pulsos de ‘Q-switching’ variam com o nível de bombeio, porém não se observa alteração significativa na duração dos pulsos ‘mode locked’. A potência média e a duração dos pulsos ‘mode locked’ são de aproximadamente 1 mW e 10 ns, respectivamente. Com isto deduzimos que a energia do pulso intracavidade é de $W_{pulso} \sim 0.1$ nJ. A densidade de energia no absorvedor e no núcleo da fibra dopada é de ~ 0.1 mJ/cm², assumindo um ‘spot size’ de 10 μ m. A secção de choque do ganho da fibra dopada com Érbio é pequena ($\sigma_{ganho} \sim 10^{-21}$ cm²) e a correspondente energia de saturação do ganho muito grande ($W_{ganho} \sim 30$ J/cm²). A densidade de energia de saturação do semiconductor ($W_{abs} = h\nu/\sigma_{abs} \sim 1$ μ J/cm²) é menor que a energia intracavidade. Portanto, a energia do pulso intracavidade é grande o suficiente para saturar o absorvedor, mas não o bastante para saturar o ganho. Podemos ver da figura 5.16 que o envelope de ‘Q-switching’ não está sendo perfeitamente modulado pelos pulsos ‘mode locked’. Ou seja, no interior do envelope há uma modulação e não pulsos no sentido usual. Como não há saturação do ganho, o mecanismo responsável pela formação e duração do pulso é a absorção saturável. Neste caso, o tempo em que ele satura e se recupera é que dita a duração do pulso. O laser opera no comprimento de onda de 1550 nm, e está 50 meV acima do fundo da banda de condução. Mesmo que haja a formação de uma distribuição de portadores frios fora do equilíbrio que relaxa num tempo muito curto, o mecanismo responsável pela duração do pulso é o tempo de recombinação dos portadores, pois não há saturação do ganho. O tempo de recombinação dos portadores em InGaAs varia entre 1 ns a 30 ns[18],[19]. O fato dos pulsos, ou modulação no interior do envelope de ‘Q-switching’ ser da ordem de 10 ns, indica que esta relaxação ocorre numa escala de tempo menor que 10 ns, pois de acordo com o secção 5.1.3 os pulsos ‘mode locked’ no interior de envelope de ‘Q-switching’ não têm tempos suficiente para atingirem o estado estacionário. Assim, estes pulsos podem ser bem mais curtos se o laser operar no regime do ‘mode locking’ apenas.

Para separar os regimes de ‘Q-switching’ e ‘mode locking’, aumentamos o comprimento da cavidade do laser e soldamos um pedaço de 500 m de fibra óptica comercial na fibra dopada com Érbio. Verificamos que o alinhamento ficou muito mais crítico e que o laser operava somente no regime de ‘Q-switching’. A figura 5.17 mostra este regime de operação de onde vemos que a taxa de repetição e a duração dos pulsos de ‘Q-switching’ aumentaram. Com alguns ajustes no alinhamento do laser, ocorria uma surpreendente mudança de regime de operação e o laser operava em regime de modos acoplados, conforme mostra a figura 5.18. O pulso apresenta uma forma quadrada, com um certo ‘overshoot’ na cauda e sua duração podia ser variada movendo o foco no absorvedor. No entanto, não foi possível eliminar a parte quadrada do pulso, o

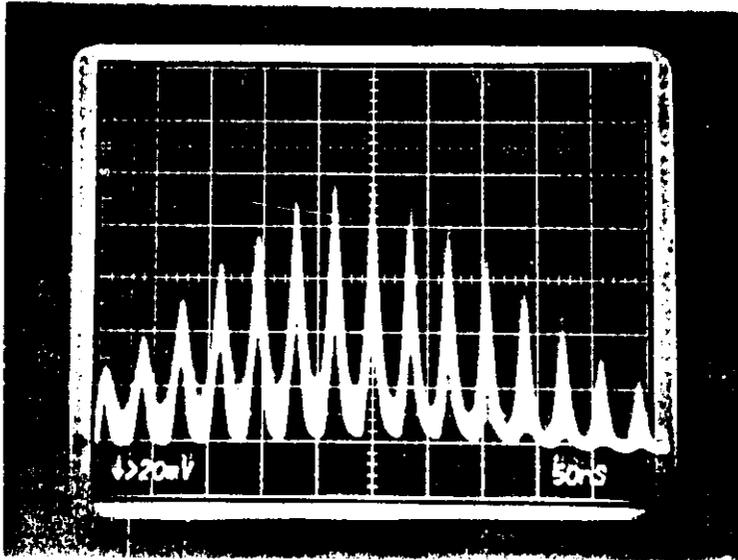


Figura 5.16: *Envelope do chaveamento-Q do laser de fibra dopada com Érbio com modos acoplados passivamente.*

laser tornava-se instável e não acoplava os modos.

Reduzindo o comprimento da fibra comercial para 250 m, o laser inicialmente operava em regime de 'Q-switching', e com alguns ajustes mudava para o regime de 'mode locking'. A figura 5.19 mostra o pulso 'mode locked' obtido. A duração do pulso é de ~ 1 ns e é cerca de 10 vezes mais curto que o anterior. Ao reduzirmos ainda mais o comprimento da cavidade, o laser se tornou muito instável e não foi possível obter sua operação em regime de modos acoplados. Verificamos que a dispersão da fibra não afeta a formação do pulso. Repetimos a experiência usando uma fibra com o mínimo de dispersão deslocado para $1,53 \mu\text{m}$, e obtivemos os mesmos resultados.

Nestas condições, a densidade de energia intracavidade aumenta para $\sim 1,5 \text{ mJ}/\text{cm}^2$. Este valor satura com mais facilidade o absorvedor, mas ainda não é suficiente para saturar o ganho. Para se obter um pulso mais curto sem saturar o ganho, é preciso reduzir o tempo de recombinação dos portadores, por exemplo, bombardeando o semiconductor com prótons.

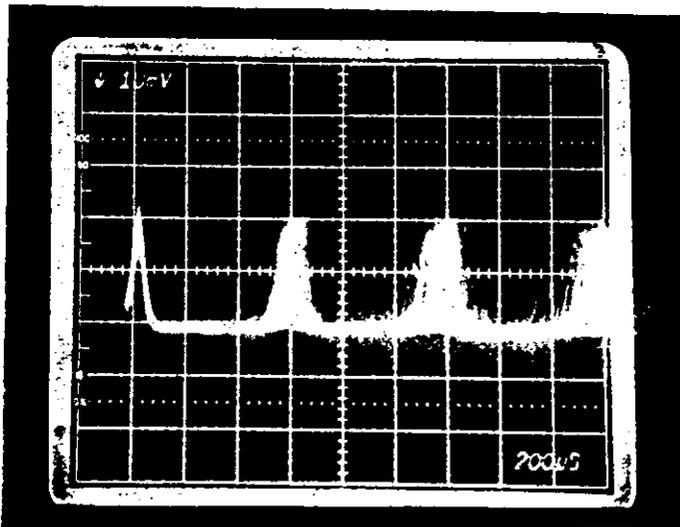


Figura 5.17: 'Q-switching' passivo do laser de fibra dopada com Érbio com cavidade estendida a 750 m.

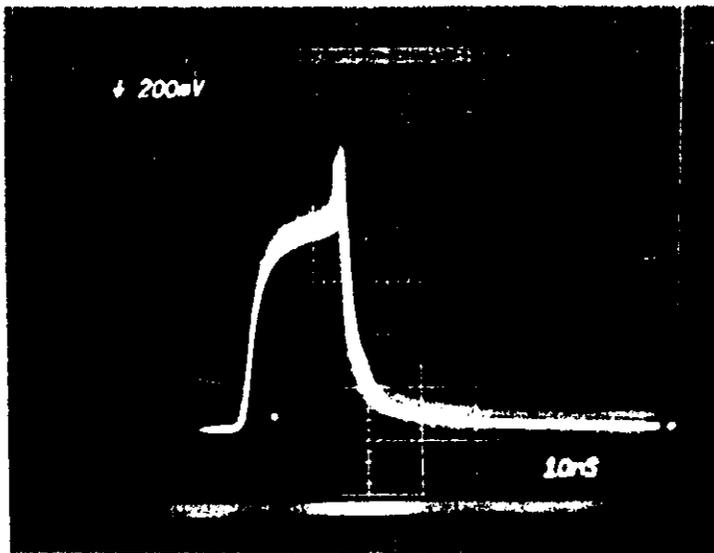
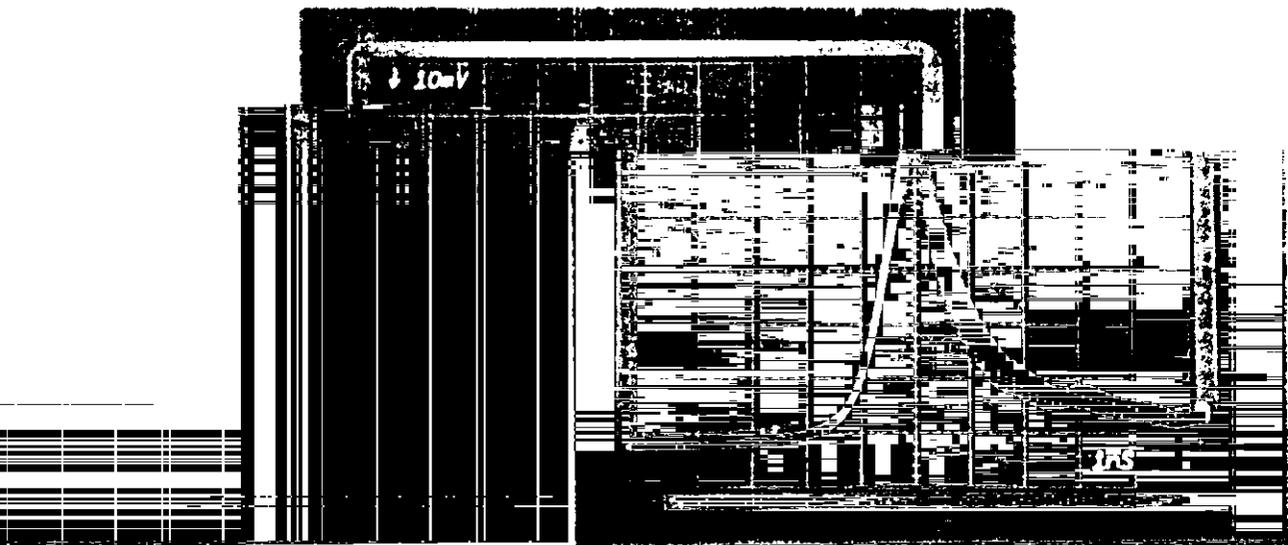


Figura 5.18: Pulso do laser de fibra dopada com Érbio 'mode locked' e com cavidade estendida a 750 m.



e com cavidade

Figura 5.19: Pulso do laser de fibra dopada com Érbio 'mode locked' estendida a 250 m

Bibliografia

- [1] I.P. Alcock, A.I. Ferguson, D.C. Hanna, and A.C. Tropper, "*Mode-locking of a neodymium-doped monomode fiber laser*", Electron. Lett. 22, pp. 268-269 (1988).
- [2] G. Geister and R. Ulrich, "*Neodymium fiber laser with integrated-optic mode locker*", Opt. Commun. 68, 187-189 (1989).
- [3] I.P. Alcock, A.I. Ferguson, D.C. Hanna and A.C. Tropper, "*Mode-locking of a Neodymium-doped monomode fibre laser*", Electron. Lett. 5, pp. 268-269 (1986).
- [4] E.A. de Souza, C.H. Brito Cruz, M. Scarparo, A.M. Prokhorov, V.E. Postovalov, N.S. Vorobiev, and M.Ya. Shelev, "*Application of a linear picosecond streak camera to the investigation of a 1.55 μm mode locked Er³⁺ fiber laser*", Conference on High-Speed Photonics and Photograph (1990) (a ser publicado).
- [5] D.J. Kuizenga, D.W. Phillion, T. Lund e A.E. Siegman, "*Simultaneous Q-switching and mode-locking in the CW Nd:YAG laser*", Opt. Communic. 9, 221 (1973).
- [6] R.J. Mears, L. Reekie, S.B. Poole, and D.N. Payne, "*Low-threshold tunable cw and Q-switched fiber laser operating at 1.55 μm* ", Electron. Lett. 3, 159 (1986).
- [7] C.Y. Chen, M.M. Choy, M.J. Andrejco, M.A. Saifi, Chinlon Lin, "*Widely tunable erbium-doped fiber laser pumped at 532 nm*", IEEE Photon. Lett. 1, 18 (1990)
- [8] P.F. Wysocki, M.J.F. Digonet, and B.Y. Kim, "*Electronically tunable, 1.55 μm erbium-doped fiber laser*", Opt. Lett. 5, 273 (1990)
- [9] M. Wegener, I. Bar-Joseph, G. Sucha, M.N. Islam, N. Sauer, T.Y. Chang, and D.S. Chemla, "*Femtosecond dynamics of excitonic absorption in the infrared In_xGa_{1-x}As quantum wells*", Phys. Rev. B 39, 12794 (1989).

- [10] M.N. Islam, E.R. Sunderman, I. Bar-Joseph, N. Sauer, and T.Y. Chang, "*Multiple quantum well passive mode locking of a NaCl color center laser*", Appl. Phys. Lett. 54, 1203, (1989).
- [11] L.F. Mollenauer and R.H. Stolen, "*The soliton laser*", Opt. Lett. 9, 13 (1984).
- [12] H. Avramoploulos, H. Houh, N.A. Whitaker, M.C. Gabriel, "*Passive modelocking of an erbium-doped fiber laser*", Technical Digest on Optical Amplifiers and Theirs Application, 1990 (Optical Society of America, Washington, D.C., 1990), Vol. 13, PdP8-1.
- [13] I.N. Duling III, "*Subpicosecond all-fibre Erbium laser*", Electron. Lett. 27, 544 (1991).
- [14] D.J. Richardson, R.I. Laming, D.N. Payne, M.W. Phillips and V.J. Matsas, "*320 fs soliton generation with passively mode-locked Erbium doped fibre laser*", Electron. Lett. 27, 730, (1991).
- [15] Y. Sibelberg, P.W. Smith, D.J. Eilenberg, D.A.B. Miller, A.C. Gossard, and W. Wiegmann, "*Passive mode locking of a semiconductor diode laser*", Opt. Lett. 9, 507 (1984).
- [16] H.A. Haus and Y. Silberberg, "*Theory of mode locking of a laser diode with a multiple-quantum well structure*", J. Opt. Soc. Am. B 2, 1237 (1985).
- [17] C.E. Socolich, M.N. Islam, M.G. Young and B.I. Miller, "*Bulk semiconductor saturable absorber for a NaCl color center laser*", Appl. Phys. Lett. 56, 2177 (1990).
- [18] K. Tai, J. Hegarty and W.T. Tsang, "*Nonlinear spectroscopy in $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ multiple quantum wells*", Appl. Phys. Lett. 51, 86 (1987).
- [19] D.A.H. Mace, M.A. Fisher, M.G. Burt, E.G. Scott and M.J. Adams, "*Non-linear optical absorption in $InGaAs/InP$ multiple quantum wells*", Opt. Lett. 15, 189 (1990).

Capítulo 6

Conclusões

Nesta tese descrevemos um estudo das aplicações de fibra ópticas dopadas com Érbio em amplificadores e lasers. As conclusões deste trabalho são descritas abaixo:

- **AMPLIFICADORES:** Realizamos medidas de ganho em fibras feitas pela TEL-EBRAS e pela AT&T e concluímos que as fibras devem possuir as seguintes características para otimizar seu desempenho em sistemas de comunicação:
 - i) O raio do núcleo deve ser pequeno para aumentar a superposição entre a região dopada e os modos do bombeio e sinal. Este efeito é otimizado confinando a distribuição de Érbio no centro da fibra, onde a intensidade do bombeio é máxima.
 - ii) As fibras devem possuir baixa dopagem para evitar efeitos cooperativos que diminuem a eficiência do amplificador. Este efeito limita as concentrações das fibras a base de Germânio e Alumínio em ~ 100 ppm e ~ 800 ppm, respectivamente.
- **LASERS:** Apresentamos o laser de fibra dopada com Érbio,
 - i) Operando continuamente à temperatura ambiente com um baixo limiar de bombeio (em 514,5 nm) ~ 20 mW e potência de saída de 1 mW.
 - ii) Operando em regime de Q-switching com pulsos de ~ 300 ns de duração e potência de pico de ~ 1 W.
 - iii) Operando continuamente com alta potência de saída, ~ 300 mW à temperatura ambiente e ~ 500 mW à temperatura de 77 K.

- iv) Operando em regime de modos ativamente acoplados por um modulador acousto óptico, gerando pulsos com 80 ps de duração e potência de pico de 0.6 W.
- v) Operando em regime de modos passivamente acoplados por um filme de semiconductor de InGaAs/InP, gerando pulsos 1 ns de duração e potência de pico de ~ 12 W.

É imprescindível, para estudos futuros em amplificadores, o uso de fontes de bombeio mais apropriadas, onde não haja o efeito da absorção do estado excitado. Com isto, pode-se estudar as características de amplificação de pulsos curtos e sólitons em amplificadores a fibras dopadas com Érbio.