



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

BETSON FERNANDO DELGADO DOS SANTOS

**CONSTRUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE UM LASER DE
FEMTOSSEGUNDOS EM FIBRA ÓPTICA DOPADA COM
ÉRBIO**

RECIFE - PERNAMBUCO

2012



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

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Construção e caracterização de uma laser de femtossegundos em fibra dopada com érbio

por

BETSON FERNANDO DELGADO DOS SANTOS

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

Banca Examinadora:

Prof. Lúcio Hora Acioli (Orientador - DF-UFPE)

Prof. Anderson Stevens Leônidas Gomes (Co-Orientador - DF-UFPE)

Prof. José Roberto Rios Leite (DF-UFPE)

Prof. Artur da Silva Gouveia Neto (DF-UFRPE)

Recife - PE, Brasil
Agosto - 2012

Catálogo na fonte
Bibliotecário Jefferson Luiz Alves Nazareno, CRB 4-1758

Santos, Betson Fernando Delgado dos.

Construção e caracterização de um laser de femtossegundos em fibra óptica dopada com érbio/
Betson Fernando Delgado dos Santos– Recife: O Autor, 2012.

ix, 94 p.: fig.; tab.

Orientador: Lúcio Hora Acioli
Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Pernambuco. CCEN. Física, 2012.
Inclui bibliografia

1. Lasers. 2. Fibras ópticas. 3. Metrologia. 4. Pentas de frequência. I. Acioli, Lúcio Hora. (orientador). II. Título.

621.366

(22. ed.)

FQ 2012-038



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física - CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (++ 55 81) 2126-7640/2126-8449 - Fax (++ 55 81) 3271-0359
<http://www.ufpe.br/ppgfisica/> e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado

BETSON FERNANDO DELGADO DOS SANTOS

Construção e caracterização de uma laser de femtossegundos em fibra dopada com érbio

A Banca Examinadora composta pelos Professores Lúcio Hora Acioli (Presidente e Orientador), Anderson Stevens Leônidas Gomes (Co-Orientador), José Roberto Rios Leite, todos do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco e Artur da Silva Gouveia Neto, do Departamento de Física da Universidade Federal Rural de Pernambuco, consideram o candidato:

Aprovado Reprovado Em exigência

Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco em trinta de agosto de dois mil e doze.

Prof. Lúcio Hora Acioli
Presidente e Orientador

Prof. Anderson Stevens L. Gomes
Co-Orientador

Prof. José Roberto Rios Leite

Prof. Artur da Silva Gouveia Neto

Dedico este trabalho primeiramente a Deus, e a todos aqueles que participaram, seja apoiando, orando, ensinando e/ou trabalhando ao meu lado.

AGRADECIMENTOS

Há uma enorme lista de pessoas que são dignas de meus sinceros agradecimentos, e não poderia esquecer nenhum deles, pois, se cheguei até aqui, devo a estas pessoas que estiveram sempre ao meu lado.

Primeiramente, agradeço ao meu Deus e Senhor Jesus, que, por Sua infinita graça e amor para comigo, permitiu que eu chegasse até onde cheguei. Ele é digno das primícias de meus agradecimentos por tudo que sou até hoje, tudo o que serei, cada dia da minha vida, cada luta, e cada vitória; e esta dissertação, assim como muitos aspectos da minha vida, está sendo para a honra e glória dEle. O que eu, simples humano, poderia fazer diante de um Deus onisciente, perfeito e bondoso, é agradecê-lo por me guiar em todos os meus passos, e reconhecer que sou totalmente dependente dEle, **“porque dEle e por Ele, e para Ele, são todas as coisas; glória, pois, a Ele eternamente”**.

Agradeço também a minha família, a saber: meu pai Gilberto, por seu apoio e orações em todos os aspectos, pelo sustento que ele me deu quando mais precisei, desde o ensino infantil até a pós-graduação, por diminuir minha tensão ao conversar comigo sobre diversos assuntos, desde política até corridas de rua, por sempre estar presente e por ser diretamente responsável por minha maturidade como homem que sou; minha mãe, Sonia, que sempre se preocupou comigo, jejuou, e pediu a Deus por minha felicidade e meu bem estar, responsável diretamente pela minha educação desde criança, se preocupando com cada sentimento, anseio e dor de minha parte; e minha avó, Julita, com sua incrível paciência e amor, deixando qualquer trabalho para ceder seu colo a mim quando eu chegava cansado, e tarde, da universidade. A todos da minha família, meus sinceros agradecimentos.

Agradeço a Camila, meu verdadeiro amor, namorada, amiga, companheira, irmã, conselheira, dentre uma miríade de outras qualidades que ela possui. Agradeço a ela por toda segurança que ela me passou, por oferecer seu carinho nos momentos que eu mais

precisei, por seu extremo cuidado para comigo, se preocupando comigo em cada detalhe de minha vida, querendo estar sempre ao meu lado, mesmo que fosse para me ver estudando, me alegrando nos momentos em que um sorriso seria improvável e me consolando. Um exemplo de companheira, uma mulher que escolhi para viver o resto da minha vida, e fazê-la feliz.

É digna de agradecimento toda a família de minha namorada, a saber, a minha sogra Graça Lima, a meu sogro Luiz Andrade, e a minha cunhada Manuela Andrade, por se preocuparem comigo, orarem por mim, e me desejarem sempre o melhor.

Agradeço também aos meus parentes, a saber: meu tio Normando Lopes e sua esposa, Cláudia Coelho, e aos meus primos Diego Souza e Diogo Souza, por me fazer acreditar que eu realmente era um cientista, até isso se tornar realidade.

Agradeço aos meus amigos, que estiveram sempre ao meu lado, torcendo e pedindo a Deus por mim. São tantos que uma lista seria impossível, mas listo os nomes de alguns: dentre os amigos do Movimento Estudantil Alfa e Ômega, há Camilla Lima, Welton Simões, Alberto Malta, Érica Malta, Joclébison Gonçalves (mais conhecido como Maninho), Lívia Shirahige, Adizia do Monte, Bruno Sartre, Dalila Araújo, Graciane Xavier, Ivânia Sales, Ethel Fialho, Luciana Maria, Waniery, Natércia, Liege Lopes, André Barreto; dentre os amigos da igreja, há Pr. Eliel Cordeiro, Pr. Rodrigo Gomes, Pr. Maurício Pastick, Pr. Charles Martins, Wanda Pastick, Valquíria Correia, Edson Albino, Edson Marques, Conceição Baracho, Alice Maria, Maria de Lourdes, Gutemberg, Aelson Albino, Jane, dentre muitos outros, irmãos em Cristo que sempre estiveram ao meu lado nesta batalha; dentre os amigos da UFPE, há Angélica Melo, Irlaine Souza, Yuri, Luciana Melo, Ana Marly, Cláudia Brainer. Também agradeço aos meus amigos (as) Elayne Heide, Maria Eduarda Capiberibe, Maria Eduarda Batista, Thaíse Maíra, Thaísa Lopes.

Agradeço a todos os professores que influenciaram a minha vida, desde o ensino primário até à pós-graduação, em especial aos professores Ernesto Raposo, Flávio Aguiar e Antônio Azevedo.

Agradeço também aos meus orientadores, a saber: professor Anderson Gomes, pois, se hoje gosto do que eu faço, foi por passar quatro anos sob a proteção dele, aprendendo muito do que sei sobre óptica. Ao meu professor Lucio Hora Acioli, que, apesar de ser co-orientador, o considero como um orientador pelo nível de envolvimento, de apoio e de ajuda em minha dissertação. A maior parte do conhecimento que obtive no mestrado em física eu devo a ele. Também é digno de meus agradecimentos o pesquisador Stefan Robert Lüthi, que, apesar de não estar no Brasil, sempre esteve ao meu lado, me ensinando com um amor de professor e amigo, sempre demonstrando interesse e preocupação com a minha felicidade, conhecimento, e bem-estar.

RESUMO

A demanda por alta precisão na medição de frequências requer o desenvolvimento de novas tecnologias para metrologia. Diversos métodos e aparatos experimentais foram criados para satisfazer a esta demanda. Nesta dissertação, discutimos a construção e a caracterização de um laser de femtossegundos a fibra dopada com érbio, destinado à metrologia de frequências no domínio óptico com alta precisão. Obtivemos, desta forma, um laser estável, com pulsos de duração aproximada de 200 fs e potência de pico de 1.2 kW, a uma frequência de repetição de aproximadamente 150 MHz. O laser desenvolvido tem baixo custo de implementação e representa um importante passo do nosso laboratório na direção do desenvolvimento da metrologia de frequências no domínio óptico.

Palavras-chave: Laser pulsado, fibras ópticas, metrologia óptica, pentes de frequência.

ABSTRACT

The demand for high precision in frequency measurements has required the development of new technologies for metrology. Various methods and experimental apparatus have been developed to meet this demand. In this dissertation, we show the construction and characterization of a erbium-doped fiber femtosecond laser, used for frequency metrology in the optical domain with high accuracy. We obtained this way, stable laser with pulse duration of about 200 fs, and peak power of 1.2 kW at a repetition frequency of 150 MHz approximately. This laser has low implementation cost and represents an important step of our laboratory in the area of frequency metrology in the optical domain.

Keywords: pulsed laser, optical fibers, optical metrology, frequency combs.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO GERAL	13
2	ANÁLISE TEÓRICA	16
2.1	Introdução	16
2.2	Equação de onda da radiação eletromagnética na matéria	17
2.3	Efeitos lineares e não lineares na interação da luz com o meio	18
2.4	Birrefringência e fase induzidas por efeitos não lineares no regime CW	20
2.5	Automodulação de fase em pulsos	23
2.6	Solução para a equação de propagação do sóliton de ordem zero	28
2.7	Conclusão	29
3	ESTUDO E CARACTERIZAÇÃO DO LASER CW	31
3.1	Introdução	31
3.2	Propriedades do íon de érbio	34
3.3	Modelo para o ganho em um meio dopado com érbio	38
3.3.1	Análise do espectro de ganho	39
3.3.2	Efeito de saturação	42
3.4	Medidas de ganho	44
3.4.1	Espectro de ganho das fibras dopadas com érbio	45
3.4.2	Saturação do ganho	46
3.5	Caracterização do laser no regime CW	48
3.5.1	Modelo teórico para dependência da potência de saída do laser com a refletividade do acoplador de saída	50
3.5.2	Resultados experimentais: dependência da potência de saída com a refletividade o acoplamento de saída	52
3.5.3	Dependência da potência de saída com a potência do laser de bombeamento	54
4	DINÂMICA DE POPULAÇÃO E OSCILAÇÃO DE RELAXAÇÃO	56

4.1	Introdução	56
4.2	Oscilações de relaxação: análise teórica	57
4.3	Influência da potência do laser de bombeamento na oscilação de relaxação.....	61
4.4	Influência da refletividade do acoplador de saída na frequência da oscilação de relaxação.....	63
4.5	Conclusão.....	65
5	OPERAÇÃO DO LASER DE FIBRA NO MODO PULSADO	66
5.1	Introdução	66
5.2	Análise teórica	68
5.2.1	Meio de ganho	70
5.2.2	Absorvedor Saturável	71
5.2.3	Automodulação de fase e varredura de frequência	75
5.2.4	Dispersão da fibra	76
5.3	Medidas do pulso	78
5.3.1	Caracterização de diversos regimes pulsados	79
5.3.2	Estabilidade na frequência de repetição	83
5.3.3	A autocorrelação colinear	86
5.3.4	Estimativa dos parâmetros para diferentes configurações do laser.....	92
5.4	Conclusão.....	96
6	CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS	98
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	100

CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO GERAL

Medidas de precisão em frequências no domínio óptico, ou seja, da ordem de centenas de THz, tem se mostrado uma área de grande importância para a física, sendo responsável por medições precisas de constantes físicas, como, por exemplo, da velocidade da luz [1, 2], da constante de Rydberg e do “*Lamb Shift*” [3, 4], da constante de estrutura fina [5, 6], e até foi utilizado em um dos testes da teoria da relatividade [7]. Diante destas necessidades, técnicas estão sendo continuamente desenvolvidas no sentido de aumentar a precisão na determinação da frequência.

Uma das técnicas consideradas como padrão para este fim é a que utiliza cadeias de multiplicação eletrônica [8], representada esquematicamente na figura 1.

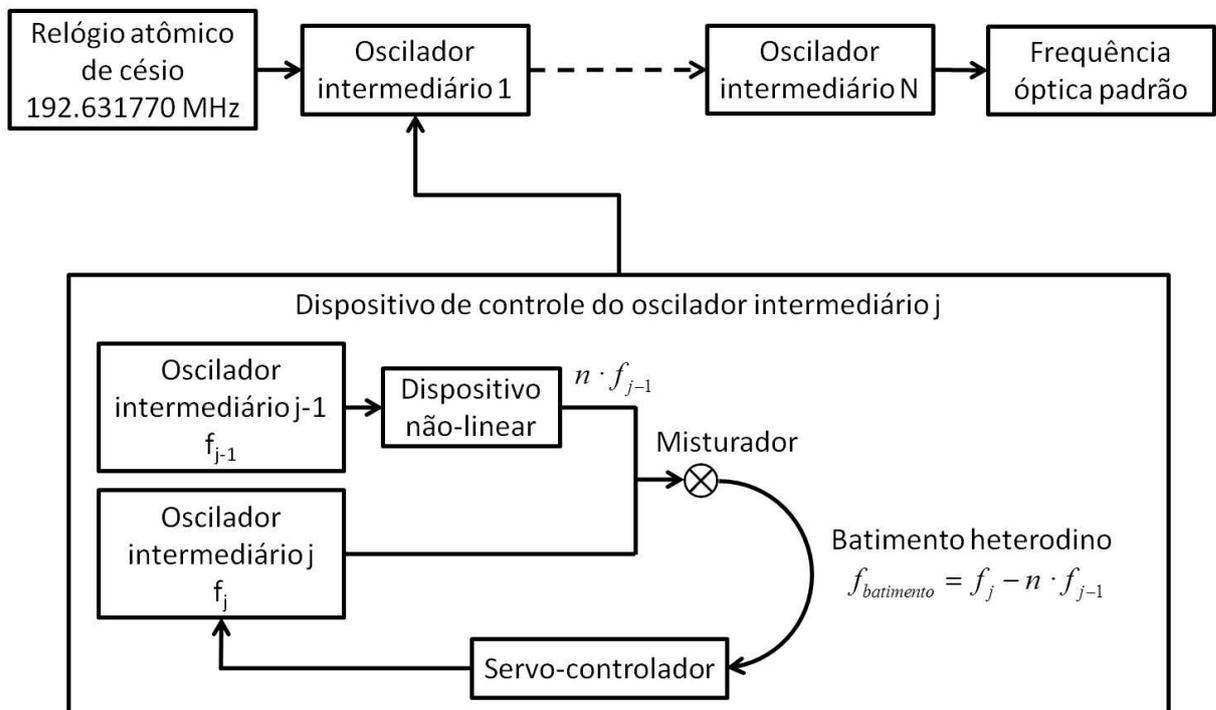


Figura 1: Representação da técnica que utiliza cadeias de multiplicação eletrônica. Fonte: www.nrc-cnrc.gc.ca.

Como mostrado na figura, a técnica consiste em acoplar uma sequência de osciladores eletrônicos, sendo que a frequência do (j-1)-ésimo oscilador, f_{j-1} , é multiplicada através de um dispositivo não linear, passando a ser nf_{j-1} , para estar próxima da frequência de oscilação do j-ésimo oscilador, f_j . Então, os sinais destes osciladores são misturados para servir de retroalimentação para que o j-ésimo oscilador ajuste sua frequência para ser igual à frequência nf_{j-1} . Este processo é repetido até que uma frequência óptica seja alcançada, e, a partir de então, tal frequência será multiplicada utilizando as propriedades ópticas da matéria. Desta forma, uma frequência bem conhecida na região de RF, como a do relógio de césio, pode ser levada até uma frequência no domínio óptico, com centenas de THz.

Este sistema tem algumas desvantagens como, por exemplo, alto custo e complexidade de implementação, necessidade de ajustes constantes, etc.

Uma solução que tem se mostrado eficiente para contornar o problema é a utilização de lasers pulsados operando no regime de modos travados (regime em que a frequência de repetição é controlada com precisão).

Se um laser opera no regime de modos travados, seu espectro é constituído por uma série de picos de frequência dados pela expressão

$$f_m = f_0 + mf_{rep} , \quad (1.1)$$

onde f_0 é a frequência de “offset”, dada por

$$f_0 \equiv \frac{\Delta\phi}{2\pi} f_{rep} , \quad (1.2)$$

sendo que $\Delta\phi$ é a fase adquirida pela onda portadora, em relação à envoltória, após uma volta na cavidade, como representado na figura 2.

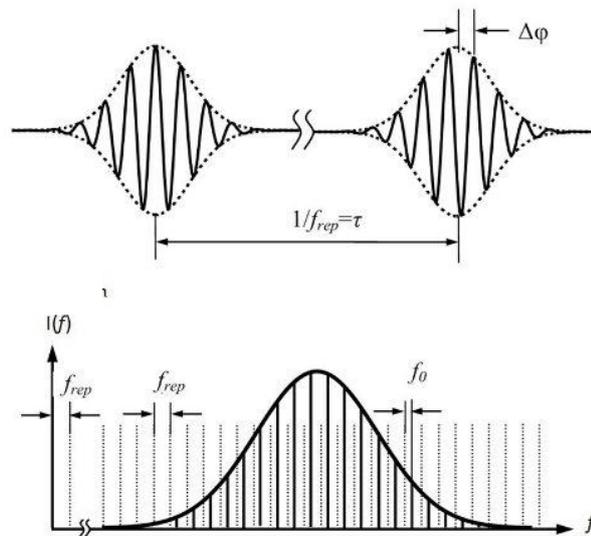


Figura 2: Representação de um espectro de frequências de um laser operando no regime de modos travados. Fonte: <http://www.intechopen.com/source/html/8413/media/image2.jpeg>

Como se percebe na figura 2, o espectro do laser no domínio óptico é composto por vários modos cujas frequências são dadas pela equação (1.1). Portanto, uma vez conhecidas as frequências f_0 e f_{rep} , uma frequência no domínio óptico (aproximadamente 200 THz) pode ser determinada a partir de frequências na região de radio frequência. Este método alternativo dispensa todas as cadeias eletrônicas, tornando o processo mais vantajoso do ponto de vista dos custos, dimensões, implantação, operação, manutenção, e da precisão, além de se obter uma maior largura espectral.

Dentre as opções disponíveis de configurações de um laser a ser usado para este propósito, um laser em fibra oferece uma maior estabilidade ao sistema, e, portanto, maior precisão para aplicação em metrologia óptica.

A escolha do comprimento de onda e do meio de ganho do laser é fundamental. No nosso caso, as regiões espectrais utilizadas são as bandas C e L, de 1530 nm a 1625 nm, devido à alta disponibilidade de componentes ópticos no mercado, e, portanto, baixo custo de implantação. Para esta região espectral o érbio é o elemento químico adequado para ser usado como elemento ativo no meio de ganho, e sua aplicação na construção de um laser de modos travados já foi

demonstrada [9, 10]. Seu ganho é alto, e a região espectral de ganho é suficientemente larga para englobar o espectro do pulso por inteiro.

Visando a construção de um laser de baixo custo e adequado para aplicação em metrologia óptica, escolhemos um laser com as características descritas acima, sendo que, em vez de a cavidade ser completamente em fibra, há uma parcela da cavidade em espaço livre para permitir o controle do tamanho da cavidade determinando a frequência de repetição.

Nesta dissertação descrevemos a construção e caracterização de um laser de femtossegundos a fibra dopada com érbio para posterior aplicação em metrologia óptica. Para que haja uma boa compreensão do mecanismo de operação do nosso laser, analisaremos diversos aspectos que permitem o seu funcionamento.

No capítulo 2 fazemos uma análise da teoria por trás dos efeitos não lineares que permitem a operação no regime pulsado, como também do comportamento de um pulso que se propaga através de um meio não linear.

No capítulo 3 estudamos as propriedades do meio de ganho do laser, que consiste em uma fibra dopada com érbio. Focamos no espectro de ganho e no efeito de saturação. Também realizamos uma caracterização detalhada da potência de saída do laser operando no regime CW, analisando sua dependência com a refletividade do acoplador de saída e com a potência do laser de bombeamento.

No capítulo 4 caracterizamos oscilações observadas devido a flutuações do sistema, estudando sua dependência com o acoplamento de saída e com a potência do laser de bombeamento.

No capítulo 5, dedicado à operação do laser no regime pulsado, mostramos os elementos fundamentais para a operação no regime pulsado. Também está presente a caracterização de alguns dos diversos regimes pulsados que podem existir circulando na cavidade.

CAPÍTULO 2: ANÁLISE TEÓRICA

2.1 Introdução

Uma das áreas fundamentais da óptica, e que tem sido palco de avanços tecnológicos em diversas áreas científicas, é a óptica não linear, que trata da interação entre luz e matéria e os efeitos destas interações no regime de campos intensos. Ela está presente em telecomunicações (amplificação Raman e Brillouin, chaveamento, etc.), física de fenômenos ultra rápidos (pulsos ultra curtos), metrologia, medicina, etc.

Diante da importância de alguns dos fenômenos da óptica não linear para o funcionamento do nosso laser, neste capítulo apresentaremos uma visão geral dos conceitos fundamentais e das equações relevantes que descrevem as propriedades não lineares do meio. Focamos em dois efeitos não lineares de terceira ordem, para mostrar teoricamente os fundamentos da óptica não linear que permitem o funcionamento do nosso laser, a saber, a automodulação de fase (*Self Phase Modulation*, ou SPM) e a modulação de fase cruzada (*Cross Phase Modulation*, ou XPM).

Veremos, na seção 2.4, que ambos os efeitos estão envolvidos no fenômeno de rotação não linear da polarização da luz, efeito decorrente da birrefringência não linear. Em particular, o SPM é responsável pela geração de novas frequências, provocando a varredura na frequência do pulso, como veremos na seção 2.5.

Uma vez que os efeitos SPM e XPM que atuam em um pulso estiverem compreendidos, focaremos nossa atenção no pulso em si, mostrando a equação mestra que descreve a propagação do pulso em um meio, e sua solução do tipo secante hiperbólica, na seção 2.6.

Neste capítulo, portanto, desenvolvemos as bases necessárias para a compreensão dos efeitos não lineares presentes no regime pulsado,

sendo tal compreensão fundamental para o esclarecimento das características de nosso laser, descritas no Capítulo 5.

2.2 Equação de onda da radiação eletromagnética na matéria

Ao propagar através de um meio dielétrico ($\mathbf{J}=\mathbf{0}$) sem cargas livres ($\rho_f=0$), o campo eletromagnético obedece a um conjunto de equações denominadas equações de Maxwell, que são

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (2.4)$$

A onda eletromagnética, por sua vez, induz uma resposta no meio, a saber, os vetores polarização \mathbf{P} e magnetização \mathbf{M} . No caso de uma fibra óptica, que é um meio não magnético, $\mathbf{M}=\mathbf{0}$, de modo que

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.6)$$

Usando as equações (2.3), (2.4), (2.5) e (2.6), após algumas manipulações, chegamos à equação de onda que descreve a evolução do campo elétrico durante a propagação de uma onda eletromagnética através do meio dielétrico descrito acima.

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (2.7)$$

A base do entendimento da óptica não linear está na compreensão da relação entre a resposta do meio \mathbf{P} e o campo elétrico que induz esta resposta, \mathbf{E} . Uma vez feito isso, é possível resolver a equação de propagação da onda (2.7) e analisar os efeitos do vetor polarização no campo elétrico.

2.3 Efeitos lineares e não lineares na interação da luz com o meio

Como visto na seção anterior, a resposta do meio material a um campo elétrico externo se manifesta através do vetor polarização. Por outro lado, o campo criado por esta polarização modifica o campo incidente. A descrição dos efeitos não lineares é feita através da equação de onda, incluindo os termos de polarização não linear, conforme será exposto em breve.

Em geral, quando a intensidade da radiação incidente é suficientemente alta, a equação que descreve a relação entre o vetor polarização e o campo elétrico é dada por um termo linear e outro não linear

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} ,$$

onde, \mathbf{P}_L e \mathbf{P}_{NL} , no caso de a frequência do campo eletromagnético estar distante das ressonâncias do meio, são dados por

$$\mathbf{P}_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (2.8)$$

$$\mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 \left[\chi^{(2)} : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \chi^{(3)} : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \right] \quad (2.9)$$

Os termos $\chi^{(k)}$ são as susceptibilidades elétricas de k-ésima ordem. Apesar da nomenclatura, $\chi^{(k)}$ é um tensor de ordem k+1. É possível mostrar que a susceptibilidade de segunda ordem $\chi^{(2)}$ se anula para meios com simetria de inversão, que é o caso do vidro que compõe as fibras ópticas, de modo que desconsideramos este termo nesta dissertação. Os termos não lineares de ordens maiores que 3 também são desconsiderados neste tratamento, por serem muito menores que os termos de 1ª a 3ª ordens, em geral.

Utilizando um método perturbativo, que consiste em obter a solução da equação (2.7) primeiramente substituindo \mathbf{P} por seu termo linear \mathbf{P}_L , vê-se que a equação de onda, após uma transformada de Fourier, é

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) + \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = 0, \quad (2.10)$$

onde

$$\varepsilon(\omega) \equiv 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega). \quad (2.11)$$

A parte não linear \mathbf{P}_{NL} será tratada como uma perturbação de terceira ordem, e seu efeito será discutido na seção 2.4.

Se α e n são a perda do meio e o índice de refração, respectivamente, é válida a relação

$$\varepsilon = \left(n + i \frac{\alpha c}{2\omega} \right)^2, \quad (2.12)$$

que, se usada, na equação (2.11), conclui-se que tanto a perda quanto o índice de refração são influenciados pela susceptibilidade elétrica de primeira ordem, pois

$$n(\omega) \approx 1 + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \right\}, \quad (2.13)$$

$$\alpha(\omega) \approx \frac{\omega}{nc} \operatorname{Im} \left\{ \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \right\}. \quad (2.14)$$

Para perdas pequenas, $\varepsilon(\omega) \approx [n(\omega)]^2$.

Como é possível perceber, as interações lineares entre a luz e a matéria determinam os índices de refração e o parâmetro de absorção, e estas quantidades estão dependentes apenas da frequência e de constantes materiais. Ao considerarmos efeitos não lineares de terceira ordem, vemos que tanto a absorção quanto o índice de refração passam a depender da intensidade. Este último efeito será discutido na seção 2.4.

2.4 Birrefringência e fase induzidas por efeitos não lineares no regime CW.

Efeitos não lineares de terceira ordem são notados quando incluímos o termo da polarização não linear que depende da susceptibilidade não linear de terceira ordem. Nesta seção, nos concentramos em discutir a origem de dois destes efeitos: a automodulação de fase e a modulação de fase cruzada [11].

Para tratar da origem destes efeitos, devemos considerar um campo eletromagnético propagando na direção \mathbf{z} , cujo campo elétrico é dado por

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} (E_x \hat{\mathbf{x}} + E_y \hat{\mathbf{y}}) e^{i\omega_0 t} + c.c., \quad (2.15)$$

onde E_x e E_y são as componentes complexas do campo elétrico associadas aos eixos \mathbf{x} e \mathbf{y} . Em um meio isotrópico, como é no caso de

nossas fibras ópticas, os elementos do tensor susceptibilidade elétrica de terceira ordem estão relacionados entre si [12] de acordo com expressão

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = \frac{1}{3} \chi_{xxxx}^{(3)} (\delta_{ij} \delta_{kl} + \delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}), \quad (2.16)$$

onde foi usada a aproximação $\chi_{xxyy}^{(3)} \approx \chi_{xyxy}^{(3)} \approx \chi_{yyxx}^{(3)}$, que é válida quando a interação entre a radiação e o meio é não ressonante.

Usando as equações (2.15) e (2.16) no termo da equação (2.9) referente à não linearidade de terceira ordem, $\mathbf{P}_{NL3} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, chegamos à conclusão que cada componente de polarização é dada por

$$P_{NL3,i} = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left[\left(|E_i|^2 + \frac{2}{3} |E_j|^2 \right) E_i + \frac{1}{3} (E_i^* E_j) E_j \right], \quad (2.17)$$

onde $i, j = \{x, y\}$ e $i \neq j$.

O termo proporcional a $(E_i^* E_j) E_j$ descreve o acoplamento não linear entre as duas componentes do vetor polarização, e pode ser, em primeira aproximação, desconsiderado quando a diferença de fase entre as componentes do campo elétrico gerada pela birrefringência da fibra é maior que 3π . Tal aproximação é denominada aproximação de onda girante, ou RWA (*Rotating wave approximation*). Outra aproximação a ser utilizada é a do envelope variando lentamente, em que podemos tratar as quantidades $|E_i|^2$ e $|E_j|^2$ constantes.

Usando as equações (2.17) e (2.8) na equação de onda (2.7), considerando as aproximações RWA e do envelope variando lentamente como válidas, e aplicando a transformada de Fourier, a nova equação de onda tem uma forma semelhante à equação (2.10), com o termo $\varepsilon(\omega)$ redefinido por

$$\varepsilon_i(\omega) \equiv 1 + \chi^{(1)}(\omega) + \frac{3}{4} \left(|E_i|^2 + \frac{2}{3} |E_j|^2 \right) \chi_{xxxx}^{(3)} \quad (2.18)$$

Como já visto na seção anterior, $\varepsilon(\omega) \approx [n(\omega)]^2$, usando (2.12), concluimos que

$$n_i(\omega, I_i, I_j) = n_0 + n_2 \left(I_i + \frac{2}{3} I_j \right), \quad (2.19)$$

onde I_i e I_j são as intensidades referentes às componentes dos campos elétricos nos eixos i e j do meio, respectivamente, $n_0(\omega)$, dado pela equação (2.13) é o índice de refração linear do meio, e

$$n_2(\omega) = \frac{3}{8n_0} \text{Re} \left\{ \chi_{xxxx}^{(3)}(\omega) \right\}. \quad (2.20)$$

Como se pode observar, devido ao efeito não linear de terceira ordem, o índice de refração na equação (2.19) passa a depender não só da frequência óptica, mas também das intensidades das componentes dos campos elétricos nos dois eixos. Ainda é possível concluir que $n_x \neq n_y$, caracterizando uma birrefringência não linear, que é um dos efeitos fundamentais para a operação do laser.

Esta birrefringência não linear faz com que a luz, ao se propagar por um meio não linear, adquira uma fase não linear que depende do eixo de propagação, dada por

$$\phi_i = \left[\beta_i + k n_2 \left(I_i^2 + \frac{2}{3} I_j^2 \right) \right] 2L, \quad (2.21)$$

onde β_i é a contribuição de birrefringências lineares (inerentes ao meio ou induzidas por torções, pressões, etc.) para o eixo i , k é a constante de propagação, e L , a distância pela qual a luz se propagou.

Claramente a equação (2.21) mostra que a fase da componente i do campo elétrico, ϕ_i , é modulada pelas componentes dos campos elétricos em ambos os eixos, E_i e E_j . Estes efeitos são denominados automodulação de fase e modulação de fase cruzada, respectivamente.

Os efeitos de automodulação de fase e de modulação de fase cruzada, demonstrados usando-se a aproximação RWA, e para amplitudes aproximadamente constantes, podem ser demonstrados sem o uso desta aproximação [14], levando em consideração o acoplamento não linear entre as fases não lineares adquiridas pela luz.

Na próxima seção veremos como esta modulação ocorre para um pulso óptico.

2.5 Automodulação de fase em sólitons

Nesta seção mostraremos como o pulso se comporta ao se propagar através de um meio não linear. Não entraremos em detalhes sobre a forma do pulso, pois isto será feito na seção 5.2. Por enquanto, a propagação de um pulso ao longo de uma fibra óptica será representada de maneira geral pela equação

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) e^{i\beta_0 z}, \quad (2.22)$$

onde F é a distribuição transversal do campo elétrico, \tilde{A} é uma função do tipo envelope que varia lentamente e β_0 é o número de onda.

Por simplicidade, se considerarmos apenas o efeito da automodulação de fase no termo $\varepsilon(\omega)$ da equação (2.18) e usarmos esta

equação na equação de onda (2.10), duas equações são obtidas para a dependência transversal e longitudinal do campo elétrico:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \left[\varepsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta} \right] F = 0 , \quad (2.23)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \left(\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2 \right) \tilde{A} = 0 , \quad (2.24)$$

onde $k_0 \equiv \omega/c$, $\tilde{\beta}$ e β_0 são números de onda a serem determinados posteriormente, e foi usada a aproximação de envelope variando lentamente, em que a segunda derivada de \tilde{A} é desprezível.

Resolvendo ambas as equações, e após algumas manipulações algébricas descritas em [13], e fazendo $T \equiv t - \beta_1 z$, chega-se à equação que descreve a evolução do pulso

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i\gamma |A|^2 A = 0 , \quad (2.25)$$

onde

$$\gamma \equiv \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} ,$$

$$A_{eff} \equiv \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} ,$$

$$\beta_n \equiv \left(\frac{\partial^n \beta}{\partial \beta^n} \right)_{\omega=\omega_0} ,$$

$$\beta(\omega) \equiv \tilde{\beta}(\omega) - k_0 \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} ,$$

$$\Delta n \equiv \frac{\varepsilon(\omega) - n_0^2}{2n_0} .$$

Na equação (2.25), o termo $\alpha A/2$ descreve a perda no meio e $(i\beta_2/2)(\partial^2 A/\partial T^2)$ representa a dispersão da velocidade de grupo. Finalmente, $i\gamma|A|^2 A$ é o termo não linear dependente da intensidade que dá origem ao efeito de automodulação de fase.

Se introduzirmos novas variáveis

$$T \equiv T_0 \tau , \quad (2.26)$$

$$A(z, \tau) \equiv \sqrt{P_0} e^{-\frac{\alpha z}{2}} U(z, \tau) , \quad (2.27)$$

onde T_0 está relacionado à duração do pulso e P_0 é a potência de pico, respectivamente, a equação (2.25) toma a forma da Equação Não Linear de Schrödinger (ENLS) quando o sinal de β_2 é negativo

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U , \quad (2.28)$$

onde

$$L_D \equiv \frac{T_0^2}{|\beta_2|} , \quad (2.29)$$

$$L_{NL} \equiv (\gamma P_0)^{-1} , \quad (2.30)$$

onde L_D e L_{NL} são os comprimentos de dispersão e não linear, respectivamente.

No limite em que $\beta_2 \approx 0$, a equação (2.28) toma a forma

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U . \quad (2.31)$$

Se fizermos a substituição

$$U = V e^{i\phi_{NL}} \quad (2.32)$$

na equação (2.31), obtemos

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0 , \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial \phi_{NL}}{\partial z} = V^2 \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} . \quad (2.34)$$

Da equação (2.33), vemos que V não depende do eixo z , de forma que a equação (2.34) tem a solução

$$U(z, T) = U(0, T) e^{i\phi_{NL}(z, T)} , \quad (2.35)$$

$$\phi_{NL}(z, T) = |U(0, T)|^2 \frac{L_{eff}(z)}{L_{NL}} , \quad (2.36)$$

onde

$$L_{eff}(z) \equiv \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha} . \quad (2.37)$$

A fase não linear induzida em um pulso, descrita pela equação (2.36), depende da intensidade do campo elétrico, e, portanto, do tempo. Em consequência, o pulso adquire uma frequência angular instantânea, definida por

$$\delta f_{SPM} \equiv -\frac{1}{2\pi} \frac{d\phi_{NL}(T)}{dT} . \quad (2.38)$$

Vemos, portanto, que, como resultado da automodulação de fase, o pulso adquire *chirp* (varredura na frequência do pulso).

De acordo com a equação (2.36), a auto-modulação de fase para um pulso gaussiano da forma $U(0,T)=\exp(-T^2/2T_0^2)$, é dada por [11]

$$\phi_{NL}(z,T) = \frac{L_{eff}(z)}{L_{NL}} e^{\frac{-T^2}{T_0^2}} , \quad (2.39)$$

onde L_{NL} e $L_{eff}(z)$ são dados pelas equações (2.30) e (2.37), respectivamente. Esta fase gera um deslocamento na frequência instantânea, calculado através de (2.38), dado por

$$\delta f_{SPM}(z,T) = \frac{L_{eff}(z)}{\pi L_{NL} T_0^2} T e^{\frac{-T^2}{T_0^2}} . \quad (2.40)$$

Em torno do instante $T=0$, vê-se que a frequência varia de forma aproximadamente linear. Na seção 5.2 veremos mais detalhes desta dependência.

2.6 Solução para a equação de propagação do sólton de ordem zero

A solução para a propagação de um pulso óptico ao longo de um meio não linear pode ser obtida pelo método do espalhamento inverso [11] a partir da equação (2.28). A forma de onda que satisfaz tal equação diferencial é a secante hiperbólica

$$A(z, T) = \sqrt{\frac{1}{\gamma L_D}} \operatorname{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) e^{i\frac{z}{2L_D}}, \quad (2.41)$$

ou, de outra forma,

$$A(z, t) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}\left(\frac{2.634 \cdot T}{T_{FWHM}}\right) e^{i\frac{\gamma P_0}{2}z}, \quad (2.42)$$

onde

$$P_0 = \frac{3.11 \cdot \beta_2}{\gamma T_{FWHM}^2}. \quad (2.43)$$

Como se pode observar nas equações (2.42) e (2.43), a fase adquirida pelo pulso ao longo do meio e sua duração FWHM estão vinculadas à sua potência de pico P_0 .

Na prática, o pulso secante hiperbólica é difícil de ser trabalhado em cálculos mais complexos, de modo que frequentemente usamos uma função semelhante, mas que não é solução da Equação Não Linear de Schrödinger: o pulso descrito por uma função gaussiana, frequentemente usada ao longo do capítulo 5.

A figura 3 nos mostra a pequena diferença existente entre os dois pulsos, de forma que, para a maioria das aplicações, a modelagem por um pulso gaussiano não provoca diferenças significativas nas medidas.

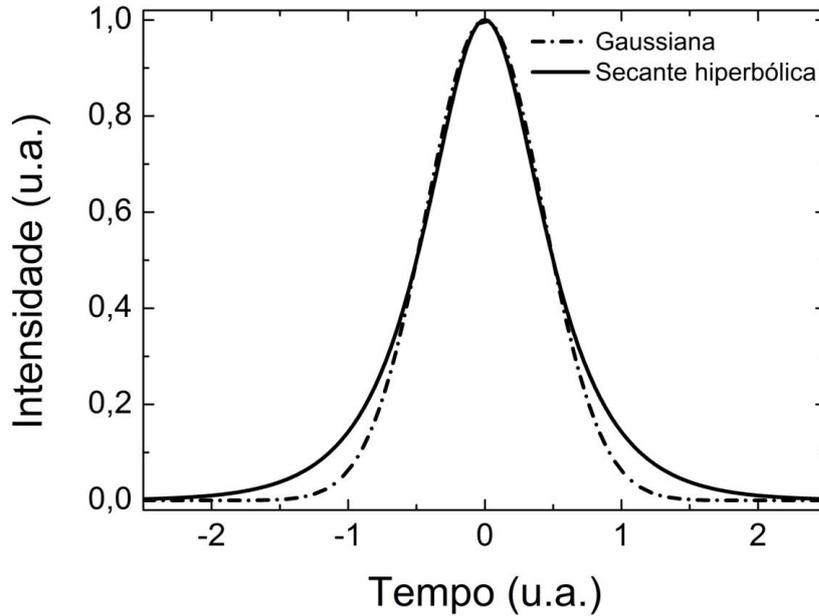


Figura 3: Comparação entre um pulso gaussiano e um pulso secante hiperbólica.

2.7 Conclusão

Este capítulo discutiu a origem e consequências dos efeitos não lineares na luz e no meio.

Vimos que uma luz que incide no meio provoca uma resposta neste, dando origem a quantidades, como absorção e índice de refração. Quando esta resposta tem uma relação não linear com o campo elétrico, e dizemos que esta interação provoca efeitos não lineares.

Também mostramos a origem da automodulação de fase (SPM) e na modulação de fase cruzada (XPM), com o objetivo de compreender dois dos elementos fundamentais para operação no regime pulsado, a ser discutida no capítulo 5.

Vimos que ambos os efeitos têm origem na susceptibilidade elétrica de terceira ordem, através da dependência do índice de refração com a intensidade, de forma que esta modula a fase da luz.

Analisamos também como um pulso sofre automodulação de fase, e também os detalhes da propagação deste através de um meio que permita a sua existência, como, por exemplo, a solução da equação que rege o pulso e sua aproximação para um pulso gaussiano, a fase adquirida pelo pulso ao longo do meio, e as relações de vínculo entre esta fase, a potência de pico e a duração FWHM do pulso.

Todos estes conceitos serão revistos no capítulo 5, quando trataremos de forma mais específica das características do nosso laser.

CAPÍTULO 3: ESTUDO E CARACTERIZAÇÃO DO LASER CW

3.1 Introdução

Um dos itens importantes a serem determinados ao construir um laser contínuo ou pulsado é, obviamente, o meio de ganho, que determinará várias das propriedades operacionais do sistema. O íon de Terra Rara érbio (Er^{3+}) é conhecido como um bom amplificador para comprimento de onda na faixa de 1520-1610 nm (bandas C e L em telecomunicações), desde os anos 1980, quando se deu o início dos estudos das propriedades deste íon na forma de um dopante em fibras ópticas [15, 16, 17].

Outros amplificadores poderiam ser utilizados para operação laser em outras bandas de amplificação, como, por exemplo, os presentes na tabela 1.

Íon	Vidros mais utilizados	Regiões de operação
Neodímio (Nd^{3+})	Silicato e fosfato	0.9–0.95 μm 1.03–1.1 μm 1.32–1.35 μm
Itérbio (Yb^{3+})	Silicato	1.0–1.1 μm
Érbio (Er^{3+})	Silicato e fosfato Fluoreto	0.55 μm 1.5–1.6 μm 2.7 μm
Túlio (Tm^{3+})	Silicato e germanato Fluoreto	0.48 μm 0.8 μm 1.45–1.53 μm 1.7–2.1 μm
Praseodímio (Pr^{3+})	Silicato e fluoreto	0.49 μm 0.52 μm 0.6 μm 0.635 μm 1.3 μm
Hólmio (Ho^{3+})	Silicato Fluorzirconato	2.1 μm 2.9 μm

Tabela 1: Elementos químicos utilizados para dopagem em amplificação óptica, bem como os vidros mais utilizados como matriz para cada um deles, e as regiões do espectro óptico nos quais tais elementos são utilizados. Fonte: http://www.rp-photonics.com/rare_earth_doped_fibers.html

Devido à menor absorção nas bandas C e L (figura 4) que correspondem, juntos, à região espectral de 1530-1625 nm, à grande largura de banda de ganho, à facilidade de construção, ao baixo custo de implementação devido à disponibilidade de componentes no mercado, e à estabilidade característica de sistemas em fibra, o laser de fibra de érbio, operando na banda C, foi escolhido.

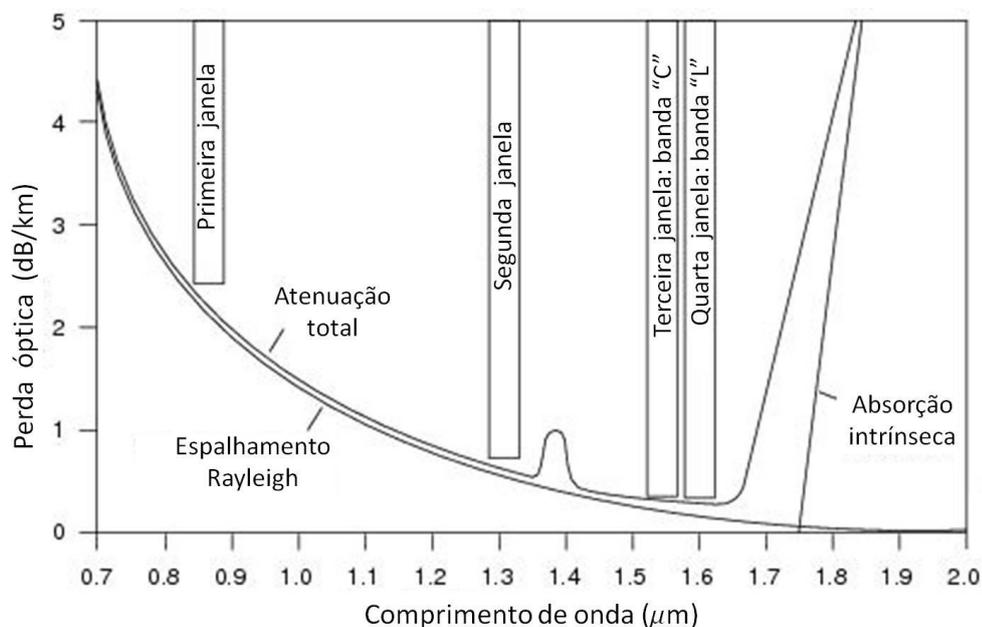


Figura 4: Ilustração da absorção de uma fibra óptica utilizada atualmente, mostrando as contribuições do espalhamento Rayleigh, da absorção intrínseca, e da absorção da água (aproximadamente 1400 nm). Fonte: www.cisco.com/en/US/docs/optical/15000r5_0/planning/guide/r50appc.html.

Do ponto de vista de quem deseja construir um laser de femtosegundos, é importante lembrar que a largura de banda do meio amplificador é um parâmetro fundamental a ser considerado, pois é importante que o espectro do pulso esteja contido na região de ganho do meio. De fato, a largura de banda do érbio é da ordem de 90 nm, o que o torna importante, tanto para amplificadores de sinais de telecomunicações, em que se faça uso da multiplexação em comprimento de onda [18], como para a construção de laser de femtosegundos e sua amplificação [10, 19].

Neste capítulo será discutida a caracterização de duas fibras de diferentes fabricantes que foram consideradas como meio amplificador para a construção do nosso laser de femtosegundos baseados no érbio. Estas duas fibras são de dopagens diferentes e foram escolhidas baseadas no fato de que já haviam sido experimentadas com sucesso por outros pesquisadores.

A caracterização que descreveremos neste capítulo foi realizada com lasers de sinal CW (o que pode ser considerado uma limitação), incluindo os controles de polarização que permitem variar o fator de acoplamento da radiação do laser para fora da cavidade. Este controle

será fundamental para obter a operação pulsada, que é o objeto principal desta dissertação.

Tendo em vista que a largura de banda prevista dos pulsos é quatro vezes menor que a disponibilizada pelo érbio, isto não deve ser considerado um problema de maiores proporções.

3.2 Propriedades do íon de érbio

Nesta seção, descrevemos as propriedades mais relevantes de uma fibra dopada com o íon de érbio que serão importantes para a descrição dos nossos resultados experimentais quanto à caracterização deste meio de ganho.

A determinação das propriedades relativas ao ganho da fibra dopada com érbio tem importância fundamental para que se conheçam as propriedades importantes do laser, tais como: potência intracavidade, potência de saída, ganho saturado e insaturado.

Para a compreensão do funcionamento do laser em questão, alguns níveis de energia estão detalhados na figura 5.

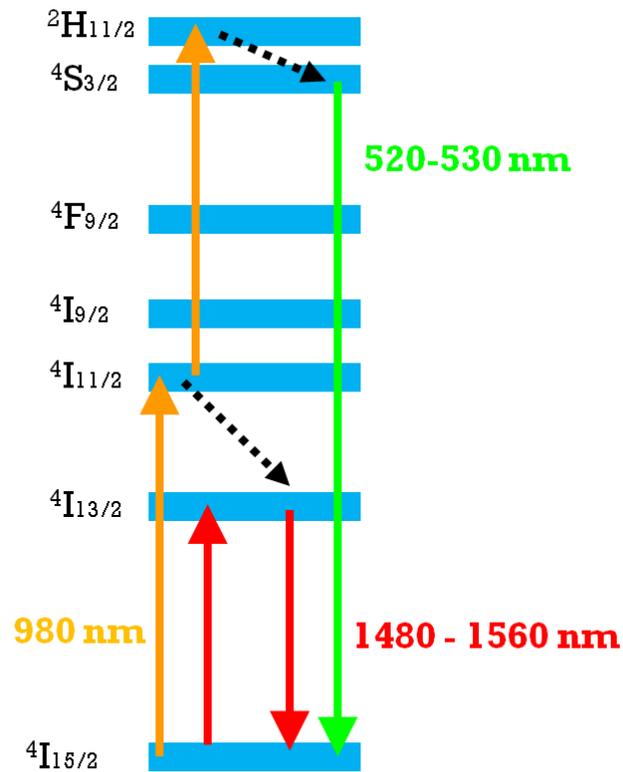


Figura 5: Níveis de energia do érbio, representando as transições observadas, além da emissão em 520 nm, observada no laser construído.

A transição laser ocorre entre os níveis $4I_{13/2}$ e $4I_{15/2}$ (seta vermelha), com um laser de bombeamento, cujo comprimento de onda é de 980 nm, excitando os átomos do nível $4I_{15/2}$ até o nível $4I_{11/2}$ (seta laranja), um decaimento não-radiativo do nível $4I_{11/2}$ para o nível $4I_{13/2}$ (seta preta).

Estas transições podem ser visualizadas através do espectro de absorção do érbio, na figura 6.

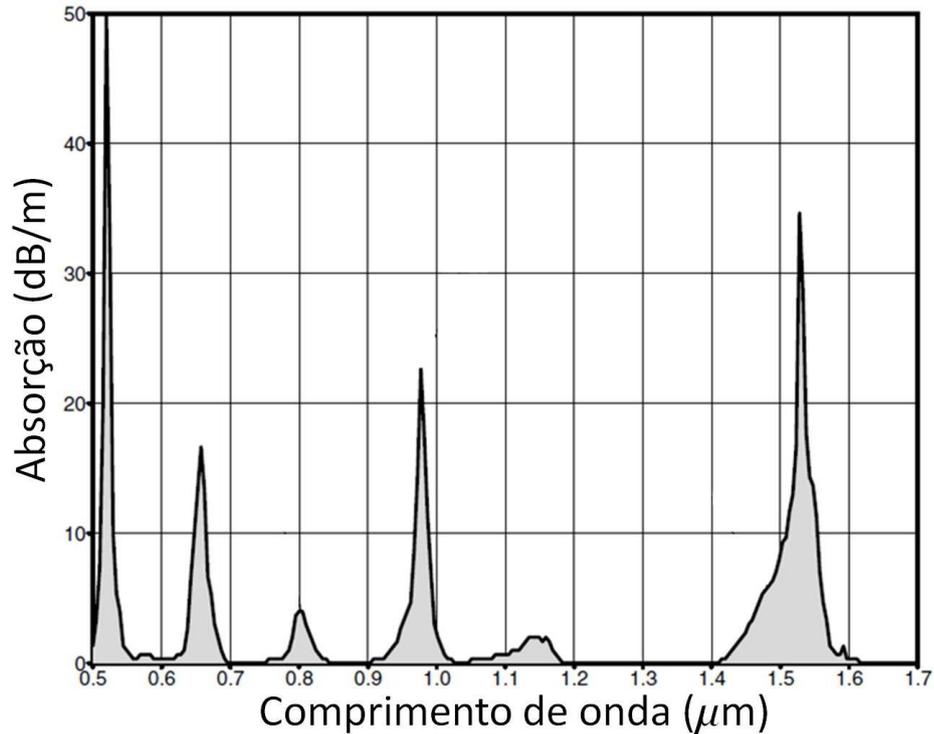


Figura 6: Espectro de absorção do érbio, mostrando as absorções nos níveis ${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{9/2}$, ${}^4F_{9/2}$ e ${}^4S_{3/2}$. Fonte: <http://repairfaq.ece.drexel.edu/sam/MEOS/EXP14.pdf>.

Na prática, o tempo de vida do nível ${}^4I_{11/2}$ é extremamente curto, variando entre 4 – 10 μs [20], de modo que a taxa de absorção do nível ${}^4I_{11/2}$ para o nível ${}^2H_{11/2}$ é desprezível em relação à taxa de decaimento espontâneo do nível ${}^4I_{11/2}$ para o nível ${}^4I_{13/2}$. Desta forma, o sistema pode ser aproximado por um sistema de três níveis, representado na figura 7.

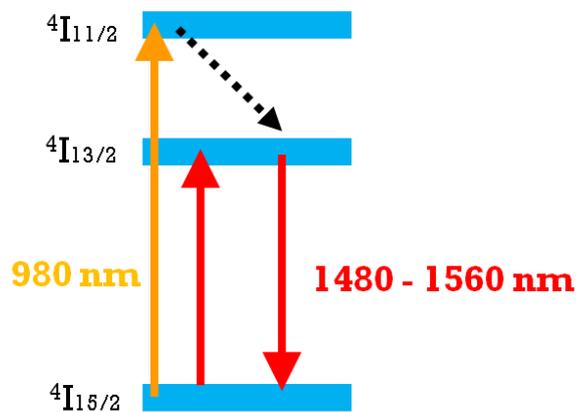


Figura 7: Diagrama de níveis simplificado do laser de fibra dopada com érbio.

Os principais parâmetros que determinam o ganho de um feixe óptico em um meio dopado com érbio são os tempos de decaimento e de defasagem do nível superior. Estes determinam as seções de choque de absorção e emissão da transição de interesse e na transição do laser de bombeamento, e a densidade de íons de érbio no meio. Estes parâmetros estão indicados na tabela 2.

Símbolo	Nome	Valor
σ_p^e	Seção de choque de emissão na transição do laser de bombeamento	$3 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ [21]
σ_p^a	Seção de choque de absorção na transição do laser de bombeamento	$2.52 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ [22]
σ_s^e	Seção de choque de emissão na transição do laser	$6.7 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ [22]
σ_s^a	Seção de choque de absorção na transição do laser	$7.9 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ [22]
$\Delta\lambda_h$	Largura de linha do érbio pelo alargamento homogêneo	11.5 nm [23]
τ	Tempo de meia vida do nível excitado	10 ms [24]
$A_{dB/m}$	Absorção (dB/m) das fibras utilizadas em 1550 nm	CorActive: 22 dB/m Liekki: 86 dB/m
n	Índice de refração da fibra	1.5
A_{eff}	Área do modo fundamental da fibra	CorActive: $25.5 \mu\text{m}^2$ Liekki: $85 \mu\text{m}^2$

Tabela 2: Parâmetros importantes para o ganho na fibra de érbio, para as duas fibras utilizadas no laser. O tempo de defasagem da transição laser foi obtido a partir da referência dada e da equação (3.7), a ser demonstrada posteriormente.

A partir da tabela 2, parâmetros importantes podem ser obtidos, como o coeficiente de absorção α , através da equação

$$\alpha = \frac{A_{dB/m}}{10} \ln(10) ,$$

e a concentração de íons

$$N_0 = \frac{\alpha}{\sigma^a} .$$

onde σ^a é a seção de choque da transição cuja absorção é α . Na tabela 3 estão presentes os valores estimados do coeficiente de absorção para 1550 nm e a concentração de íons de érbio, baseados nos valores das absorções presentes na tabela 2.

Símbolo	Nome	Valor
α	Coef. de absorção (1550 nm)	CorActive: 5.1 m^{-1} Liekki: 19.8 m^{-1}
N_0	Concentração de íons de érbio nas fibras utilizadas (cm^{-3})	CorActive: 6.4×10^{18} Liekki: 2.5×10^{19}

Tabela 3: Coeficiente de absorção para 1550 nm e concentração de íons de érbio para as duas fibras ópticas

3.3 Modelo para o ganho em um meio dopado com érbio

Nesta seção, fazemos uma análise de um modelo simplificado utilizado para descrever o perfil de ganho e de saturação de um amplificador a fibra dopada com érbio.

Tal estudo é importante para que sejam compreendidos os efeitos de ganho e saturação, bem como as equações que os descrevem, para uma posterior estimativa das grandezas relevantes nestas equações, que serão obtidas a partir dos experimentos.

3.3.1 Análise do espectro de ganho

Conforme já comentamos na Seção 2.2, quando bombeamos o meio dopado com um laser de comprimento de onda λ_{bombeio} em torno de 980 nm, o sistema passa a ter um espectro de ganho na região de 1520 – 1610 nm, com um pico em 1530 nm, aproximadamente. Um feixe laser nesta região espectral, ao entrar no meio descrito acima, sofre um ganho na potência ao longo do meio descrito pela equação

$$\frac{dP}{dz} = gP. \quad (3.1)$$

O termo g é denominado coeficiente de ganho, e sofre influência de diversos fatores. Nesta seção estão detalhados dois efeitos que influenciam o coeficiente de ganho: o comprimento de onda do laser a ser amplificado, e a potência deste laser, que está relacionada à saturação do ganho.

Para compreender melhor este processo, é necessário determinar o tipo de alargamento espectral predominante. Sabemos que os dois casos extremos são o caso de alargamento homogêneo ou inhomogêneo.

Diz-se que um meio sofre alargamento homogêneo quando os fatores que provocam variações e flutuações nos níveis de energia são desprezíveis. Desta forma, os níveis de energia não variam de átomo para átomo ao longo do meio, como mostra a figura 8.

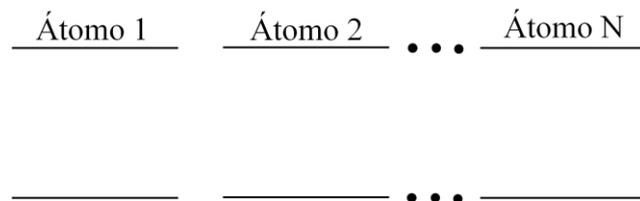


Figura 8: Esquema representando o alargamento homogêneo em um meio.

Os espectros de absorção e de ganho deste meio sofrem, portanto, um alargamento que depende apenas da transição em questão.

Por outro lado, quando imperfeições atômicas no meio provocam a variação dos níveis de energia de átomo para átomo, dizemos que o meio sofre um alargamento inhomogêneo, esquematizado na figura 9.

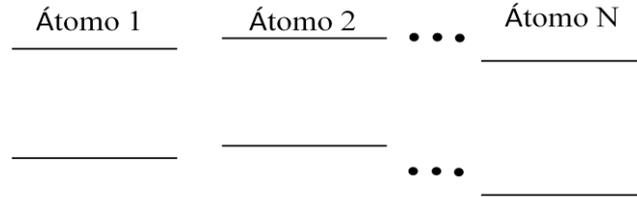


Figura 9: Esquema representando o alargamento inhomogêneo em um meio.

Os espectros de absorção e de ganho deste meio sofre, então, um alargamento que depende das imperfeições na rede.

No caso do alargamento homogêneo, que é dominante no caso do érbio, o coeficiente de ganho está diretamente relacionado à susceptibilidade elétrica $\chi(\omega) \equiv \chi'(\omega) + i\chi''(\omega)$ através da equação

$$g(\omega) = \frac{k}{n^2} \chi''(\omega) , \quad (3.2)$$

onde k é a constante de propagação no vácuo e ω é a frequência angular da luz [25].

Substituindo a expressão adequada [25] para a parte imaginária da susceptibilidade elétrica,

$$\chi''(\omega) = \frac{\mu^2 T_2 \Delta N_0}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{1}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + 4\Omega^2 T_2 \tau} , \quad (3.3)$$

onde μ é o momento de dipolo elétrico da transição de interesse, ΔN_0 é a inversão de população sem bombeamento e ω_0 é a frequência angular

no pico do ganho e $\Omega = \mu \varepsilon_0 / 2\hbar$ é a frequência de “precessão” do átomo, conclui-se que [26] a equação que descreve o coeficiente de ganho para um meio homogeneamente alargado é a lorentziana dada por

$$g(\omega, \omega_0) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + \frac{P}{P_S}}, \quad (3.4)$$

onde P é a potência do laser (no comprimento de onda de ganho),

$$g_0 = \frac{k \mu^2 T_2 \Delta N_0}{n^2 \varepsilon_0 \hbar} \quad (3.5)$$

é o ganho de pequeno sinal e

$$P_S = \frac{c \varepsilon_0 n \hbar^2 A_{eff}}{2 \mu^2 T_2 \tau} \quad (3.6)$$

é a potência de saturação.

A largura a meia altura do ganho é, então, dada por

$$\Delta \nu_g = \frac{1}{\pi T_2} \sqrt{1 + \frac{P}{P_S}}. \quad (3.7)$$

De acordo com a equação, claramente se vê que a largura espectral é influenciada pelo tempo de defasagem, e pela potência (alargamento por potência). De acordo com a tabela 2, a largura espectral para $P \ll P_S$ é $\Delta \lambda_g = 11.5 \text{ nm}$, ou seja, $\Delta \nu_g = 1.47 \text{ GHz}$, e fazendo $P \ll P_S$ na equação (3.7), estima-se que o tempo de defasagem $T_2 = 216 \text{ fs}$.

É importante ressaltar aqui que, em vidros dopados com o íon de érbio, o alargamento tem, na verdade, uma componente não homogênea

de magnitude comparável à do alargamento homogêneo. Nestes casos, o espectro de ganho é, então, modelado de acordo com

$$g_{eff}(\omega, \omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega, \omega'_0) f(\omega_0, \omega'_0) d\omega' , \quad (3.8)$$

onde $f(\omega, \omega'_0)$ é uma função de distribuição específica do meio. No caso de alargamento homogêneo, por exemplo, esta função é um delta de Dirac

$$f(\omega_0, \omega'_0) = \delta(\omega'_0 - \omega_0) .$$

O efeito do alargamento inhomogêneo, no entanto, não será tratado nesta dissertação, visto que, para a maioria das outras propriedades de ganho do érbio estudadas, o meio pode ser considerado aproximadamente homogeneamente alargado.

3.3.2 Efeito de saturação

Considerando o caso em que o laser é sintonizado no pico da curva de ganho, a equação diferencial que descreve a variação da intensidade é

$$\frac{dP}{dz} = gP = \frac{g_0 P}{1 + \frac{P}{P_s}} . \quad (3.9)$$

onde g é o coeficiente de ganho do meio.

Integrando-se a equação (3.9), obtemos a equação implícita para o ganho

$$G = G_0 e^{\left(1-G\right) \frac{P_{IN}}{P_S}}, \quad (3.10)$$

onde $G \equiv P_{OUT}/P_{IN}$ e $G_0 \equiv \exp(g_0 L)$ é o ganho de pequeno sinal e P_{IN} é a potência de entrada da luz no meio de ganho.

Em uma breve análise, é possível perceber que o ganho decresce de G_0 à medida que P_{IN} aumenta. Apesar da equação (3.10) ser implícita para $G(P_{IN})$, é possível reescrever esta função na forma

$$P_{IN}(G) = \frac{P_S}{1-G} \ln\left(\frac{G}{G_0}\right), \quad (3.11)$$

tornando possível a construção da curva do ganho versus potência de entrada, que está plotada na figura 10, em escala normal, e em escala logarítmica (a mais usada nesta dissertação), para $G_0=10$ e $P_S=36$ mW.

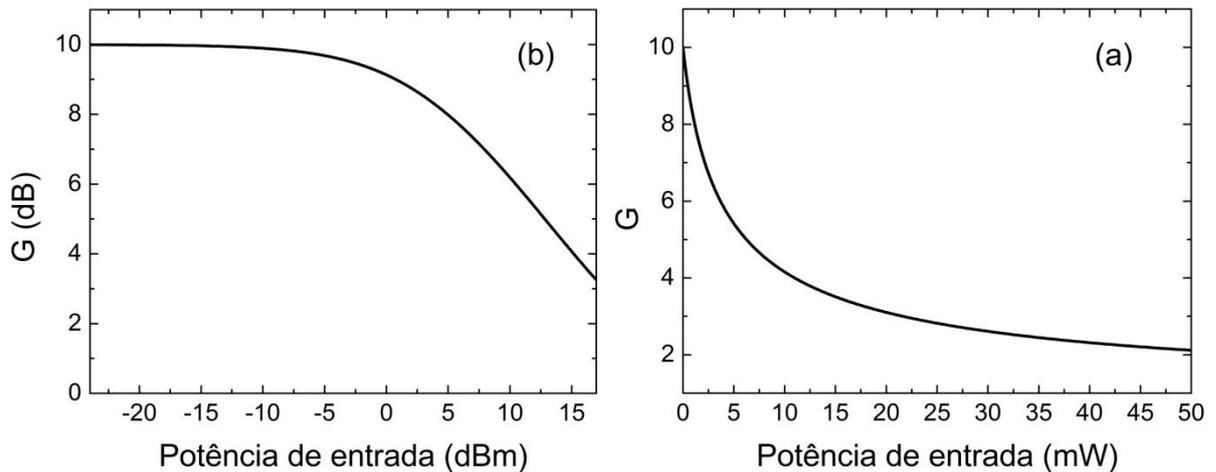


Figura 10: Curva do ganho em função da potência de entrada, em escala linear (a), e escala logarítmica (b), para valores típicos de $G_0=10$ dB (10 vezes, em razão) e $P_S = 36$ mW=15.56 dBm.

3.4 Medidas de ganho

Tanto o espectro do ganho quanto o efeito de saturação foram quantificados e utilizados para estimar a potência intracavidade do laser de fibra dopada com érbio no regime CW.

No arranjo experimental para a medidas de ganho foram usados dois lasers: o laser de sinal, com potência e comprimento de onda ajustáveis, utilizado na região espectral próxima de 1550 nm, e o laser de bombeamento, fixo em 980 nm, com potência na entrada da fibra de ganho fixa em 515 mW, aproximadamente. Também foi usado um multiplexador em comprimento de onda, ou WDM (*Wavelength Division Multiplexer*), para juntar os dois feixes de luz em uma única fibra. As fibras estudadas foram os dois tipos de fibra utilizados no laser de érbio: 54 cm da fibra de marca CorActive, e 10 cm da fibra de marca Liekki.

O esquema experimental é o mostrado na figura 11:

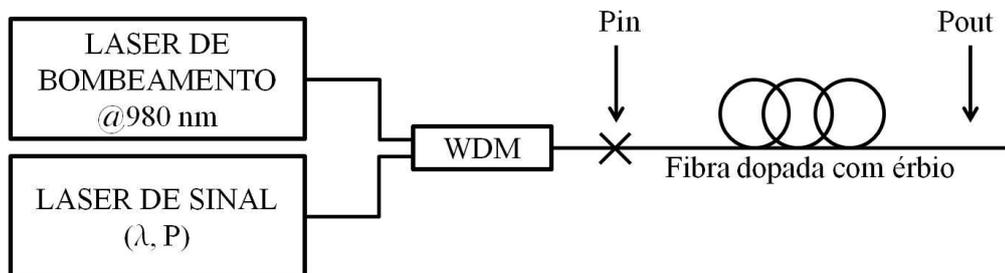


Figura 11: Esquema utilizado para o estudo do ganho das fibras das marcas CorActive e Liekki.

Para o cálculo do ganho, as potências de entrada (P_{in}) e de saída (P_{out}) foram medidas, e o ganho calculado, variando ora o comprimento de onda, ora a potência de entrada do laser de sinal. Duas escalas foram utilizadas para medir as potências e o ganho: a escala linear, com o ganho fracionário $G = P_{OUT}/P_{IN}$ e potência dada em miliwatts, e a escala logarítmica, com o ganho dado em dB $G_{dB} = 10\log G$, e potência dada em dBm $P_{dBm} = 10\log P$.

3.4.1 Espectro de ganho das fibras dopadas com érbio

Neste experimento, o ganho foi medido em função do comprimento de onda do laser de sinal, para duas potências aproximadamente constantes deste laser, a saber, $50 \mu\text{W}$ e 3.6 mW para a fibra CorActive (55 cm) e $1.4 \mu\text{W}$ e 3 mW para a fibra Liekki (10cm). Os resultados destas medidas estão na figura 12.

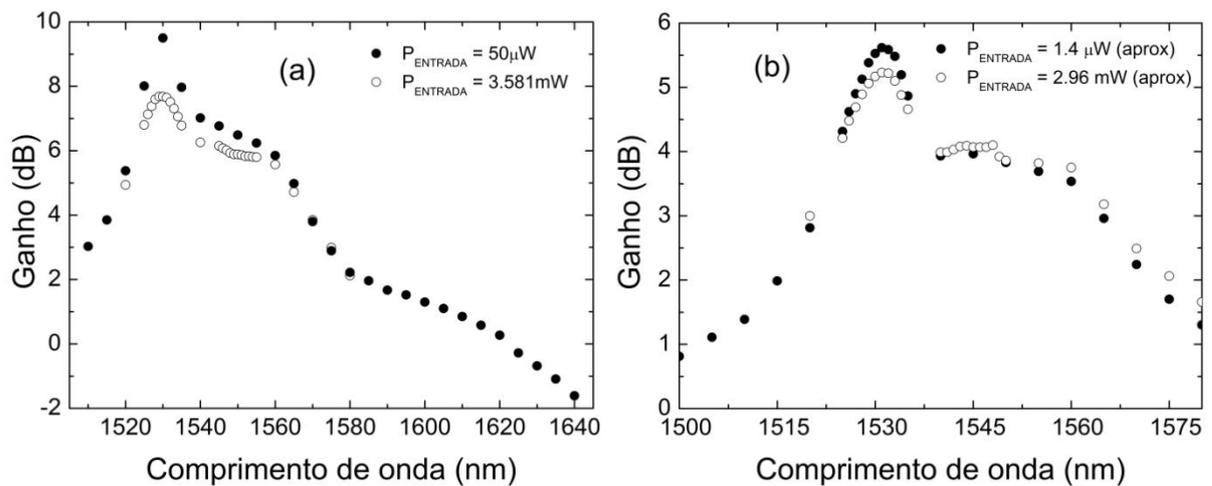


Figura 12: Ganho em função do comprimento de onda para duas potências de entrada do sinal, para 55 cm de fibra CorActive (a), e 10 cm de fibra Liekki (b).

Mesmo não sendo o objetivo deste experimento, é possível observar na figura 12 o efeito de saturação para duas potências de sinal distintas, e até um pequeno alargamento por potência no gráfico da direita.

A partir destes dados, é possível construir a tabela de ganhos de pequeno sinal para as duas fibras, para os comprimentos de onda 1530 nm e 1550 nm:

Fibra	$\lambda = 1530 \text{ nm}$	$\lambda = 1550 \text{ nm}$
CorActive (55 cm)	$G_{0\text{frac}} = 9.1$ $G_{0\text{dB}} = 9.6 \text{ dB}$	$G_{0\text{frac}} = 4.6$ $G_{0\text{dB}} = 6.6 \text{ dB}$
Liekki (60 cm)	$G_{0\text{frac}} = 23.2$ $G_{0\text{dB}} = 13.7$	$G_{0\text{frac}} = 15.4$ $G_{0\text{dB}} = 11.9 \text{ dB}$

Tabela 4: Ganhos de pequeno sinal para as duas fibras utilizadas, para dois comprimentos de onda. Os ganhos para 60 cm de fibra Liekki foram estimados, pois foram usados 10 cm da mesma no experimento.

3.4.2 Saturação do ganho

Neste segundo experimento foi estudado o efeito de saturação do ganho na fibra de érbio. O esquema experimental utilizado está ilustrado na figura 11, e as fibras utilizadas, bem como seus comprimentos, foram as mesmas descritas na Seção 2.4.1.

Os resultados das medidas de saturação do ganho estão apresentados na figura 13.

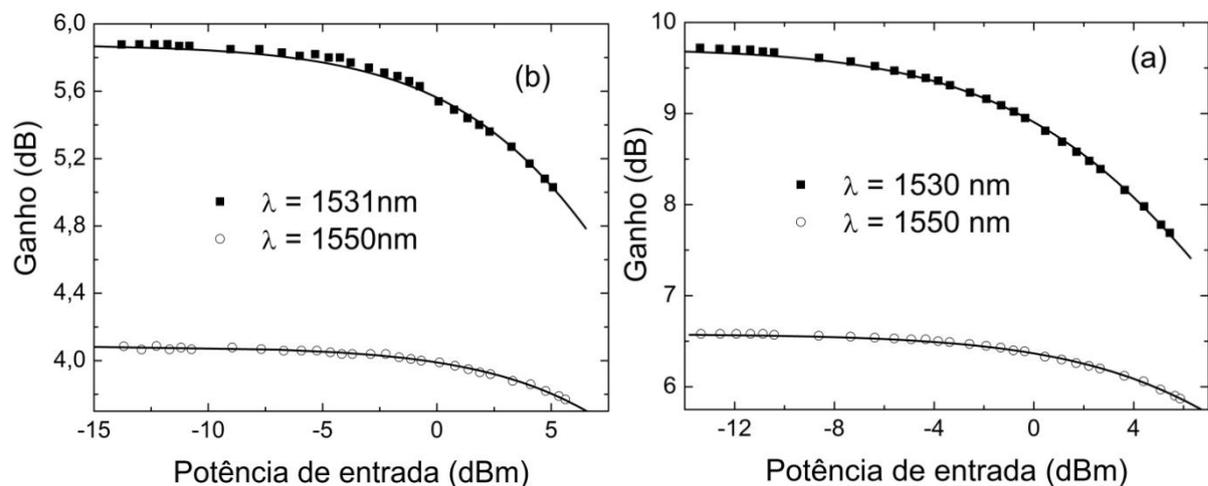


Figura 13: Ganho versus potência de entrada para 55 cm de Fibra Coractive (esquerda), e 10 cm de fibra Liekki (direita).

Os ajustes para os dados mostrados na figura 13 foram realizados baseando-se na equação (3.10), e os ganhos e as potências de saturação, obtidos a partir disto estão apresentados na tabela 5.

	CorActive	Liekki
$\lambda = 1530 \text{ nm}$	$G_0 = 9.6 \text{ dB}$ $P_s = 15.6 \text{ dBm}$	$G_0 = 5.88 \text{ dB}$ $P_s = 15.54 \text{ dBm}$
$\lambda = 1550 \text{ nm}$	$G_0 = 6.6 \text{ dB}$ $P_s = 18.1 \text{ dBm}$	$G_0 = 4.09 \text{ dB}$ $P_s = 18.36 \text{ dBm}$

Tabela 5: Parâmetros estimados a partir dos ajustes realizados a partir das medidas representadas na figura 13.

Como explicitado anteriormente, foi usado um trecho de 10 cm da fibra Liekki para esta caracterização. Como veremos no capítulo 5, usamos 60 cm de fibra Liekki para a montagem do laser de érbio. No entanto, podemos considerar a potência de saturação aproximadamente constante, de maneira que a tabela 5 representa com fidelidade os valores das potências de saturação para 60 cm de fibra Liekki. O ganho de pequeno sinal, por sua vez, pode ser considerado aproximadamente linear, de maneira que, para um trecho de 60 cm de fibra Liekki, $G_0(1530 \text{ nm})=13.7 \text{ dBm}$ e $G_0(1550 \text{ nm})=11.9 \text{ dBm}$.

Sabendo-se que o nosso laser de érbio, operando em regime de máxima realimentação, tem uma perda óptica que é da ordem de 50%, o ganho fracionário saturado por volta, é, portanto, $G=2$. Com os ganhos de pequeno sinal e as potências de saturação (tabela 4) estimadas, é possível concluir, a partir da equação (3.10), que as potências circulando na cavidade, para $G=2$, em regime CW, com máxima transmitância, são dadas pela tabela 6:

Fibra	$\lambda = 1530 \text{ nm}$	$\lambda = 1550 \text{ nm}$
CorActive (55 cm)	55 mW = 17.4 dBm	53 mW = 17.2 dBm
Liekki (60 cm)	88 mW = 19.4 dBm	140 mW = 21.5 dBm

Tabela 6: Potências intracavidade estimadas para as duas fibras utilizadas, para dois comprimentos de onda. Os valores para 60 cm de fibra Liekki foram estimados, pois foram usados 10 cm da mesma no experimento.

3.5 Caracterização do laser no regime CW

Uma vez conhecidas as propriedades de ganho do érbio, passamos a estudar as características de operação do nosso laser no regime CW, usando a configuração experimental representada na **figura 14**.

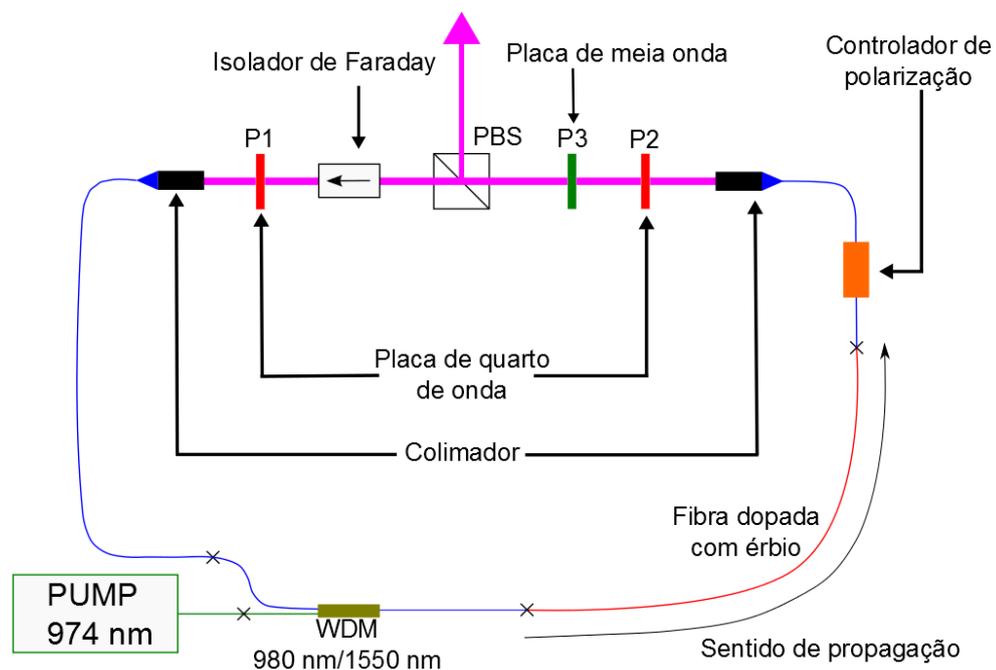


Figura 14: Esquema experimental representando a cavidade em anel montada para a caracterização do laser no regime CW. Aqui, estão presentes as placas de onda P1, P2 e P3, o controlador de polarização, um cubo polarizador (PBS), o isolador de Faraday, dois colimadores, as fibras ópticas, incluindo a dopada com érbio, um laser de bombeamento (*pump*), no comprimento de onda de 974 nm, um multiplexador (WDM).

Na tabela 7 estão detalhados os componentes utilizados, indicando os fabricantes e os modelos dos mesmos.

Componente	Fabricante	Modelo
Placa de meia onda	Thorlabs	WPH05M-1550
Placa de quarto de onda	Thorlabs	WQP05M-1550
Controlador de polarização	Newport	F-POL-IL
Cubo polarizador	Thorlabs	PBS104
Isolador de Faraday	Thorlabs	IO-4-1550-VLP
Colimador	Thorlabs	CFS-5-1550-APC
Fibra passiva	Thorlabs	SMF-28
Fibra de ganho	CorActive	SCF-ER22-5/125-25
Multiplexador	Newport	F-WDM-S19815
Laser de bombeamento	Bookham	LC96UB74-20R

Tabela 7: Componentes utilizados para a montagem do laser de érbio com a cavidade em anel.

As placas de onda, como veremos com mais detalhes na Seção 5.2, têm por finalidade controlar a polarização da luz na entrada e na saída da fibra óptica. Esta mesma função possui o controlador de polarização, que, posteriormente, se mostrou desnecessário, pois o controle da polarização na saída da fibra óptica pode ser feito completamente pelas placas de onda P1 e P2. O cubo polarizador, ou PBS (*Polarizing Beam Splitter*), atua como acoplador de saída, selecionando uma componente do campo elétrico para reentrar na cavidade, e o outro, para sair dela. O isolador de Faraday define o sentido de circulação da luz, que será colimada na fibra óptica pelo colimador. A luz, então, será unida ao laser de bombeamento no WDM e ambas entrarão na fibra dopada com érbio, nosso meio de ganho. As dimensões da cavidade são 130 cm em fibra, mais 30 cm em espaço livre, totalizando 1.6 metros de cavidade, no total.

Para um controle mais preciso das variáveis do laser de érbio, e uma ideia do funcionamento de alguns de seus regimes, estudamos a potência de saída do laser quando se variava a potência do laser de bombeamento (observação qualitativa) e a fração de luz reintroduzida na cavidade. Isto forneceu uma ideia mais precisa do comportamento

dos componentes utilizados, da influência destes na dinâmica da cavidade, e a comparação com a teoria que descreve a dependência da potência de saída com o acoplamento de saída da cavidade [25].

3.5.1 Modelo teórico para dependência da potência de saída do laser com a refletividade do acoplador de saída

Em um laser cuja cavidade tem um esquema semelhante ao da **figura 14**, a reflectância do acoplador de saída é a fração da luz que é que deixa o laser.

Para que o laser possa operar, o ganho estacionário deve equilibrar as perdas e a parcela de luz que sai do laser. Em outras palavras, sendo o coeficiente de ganho dado por [25]

$$g_{th} = \alpha - \frac{1}{l} \ln(1-R) , \quad (3.12)$$

onde α é o coeficiente associado ao fator de perda interna da cavidade, dada por $L_i = \exp(-\alpha l)$ e l é o comprimento da cavidade. Na notação que utilizamos aqui, R representa a fração de luz que deixa a cavidade em cada volta na mesma. Notar que no caso em que as perdas internas sejam nulas ($\alpha=0$), no limite em que $R \rightarrow 0$, obtemos $g_{th} \rightarrow 0$; no limite em que $R \rightarrow 1$, verificamos que $g_{th} \rightarrow \infty$.

Sabendo que, no equilíbrio, a inversão de população e a taxa de decaimentos na transição laser são dados por

$$\Delta N_{th} = \frac{8\pi n^2 \tau}{\eta g_0 \lambda^2} g_{th}$$

e

$$W_{th}(\nu) = \frac{1}{\tau} \left(\frac{g_0}{g_{th}} - 1 \right),$$

respectivamente, e que a potência emitida é

$$P_E = \Delta N_{th} h\nu V_m W_{th}, \quad (3.13)$$

então, a potência de saída $P_{OUT} = P_E R / (L_i + R)$ é

$$P_{OUT}(R) = C \cdot \ln \left[G_0 L_i (1 - R) \right] \frac{R}{L_i + R}, \quad (3.14)$$

onde $C \equiv 8\pi n^2 c A_{eff} t_{spont} / (g_0 \lambda^3 t_2 \eta)$, G_0 e g_0 são o ganho de pequeno sinal e o coeficiente relativo a este ganho, respectivamente, t_{spont} é o tempo de vida do nível excitado para emissão espontânea e t_2 é o tempo de vida do mesmo nível para todas as transições possíveis.

Na figura 15 está plotada a equação (3.14) para valores típicos de $G_0 = 10$ e $L_i = 0.5$. Aqui, $C \equiv 1$.

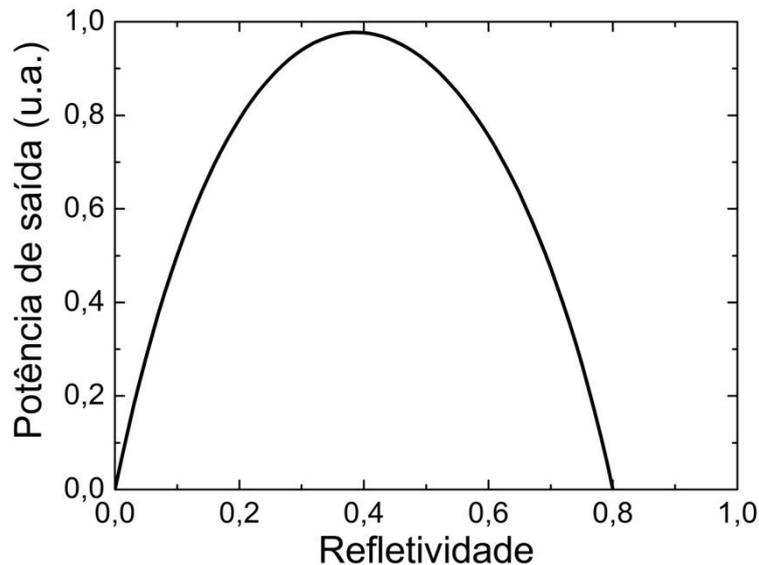


Figura 15: Potência de saída em função da refletividade do acoplador de saída.

Como esperado, a potência de saída é 0 para refletividade $R=0$, quando toda luz é reintroduzida na cavidade, e há uma refletividade máxima, a partir da qual não há emissão laser, porque as perdas são muito grandes, dada por

$$R_{\max} = 1 - \frac{1}{G_0 L_i} . \quad (3.15)$$

Existe também um valor para a refletividade para a qual a potência de saída é máxima, R_{opt} , determinada pela equação transcendental

$$\ln \left[G_0 L_i (1 - R_{opt}) \right] = \frac{R_{opt} (L_i + R_{opt})}{L_i (1 - R_{opt})} . \quad (3.16)$$

3.5.2 Resultados experimentais: dependência da potência de saída com a refletividade o acoplamento de saída.

Neste experimento, estudou-se a dependência da potência de saída com a porcentagem de luz que deixa a cavidade (ou seja, a refletividade do PBS) para três potências de bombeamento.

A montagem experimental utilizada é a mesma da **figura 14**, e os comprimentos de fibra e de espaço livre são 1.3 m e 30 cm, respectivamente. A fração de luz que é reintroduzida na cavidade pode ser ajustada através das placas P1, P2 e P3 na **figura 14**, que giram o ângulo de polarização da luz em relação ao eixo de transmissão do PBS.

Uma vez ajustadas as duas placas de quarto de onda, a saber, P1 e P2, a relação entre a refletividade e o ângulo da placa de meia onda P3

é calculada à parte, e não está explicitado aqui. O resultado deste experimento está presente na figura 16.

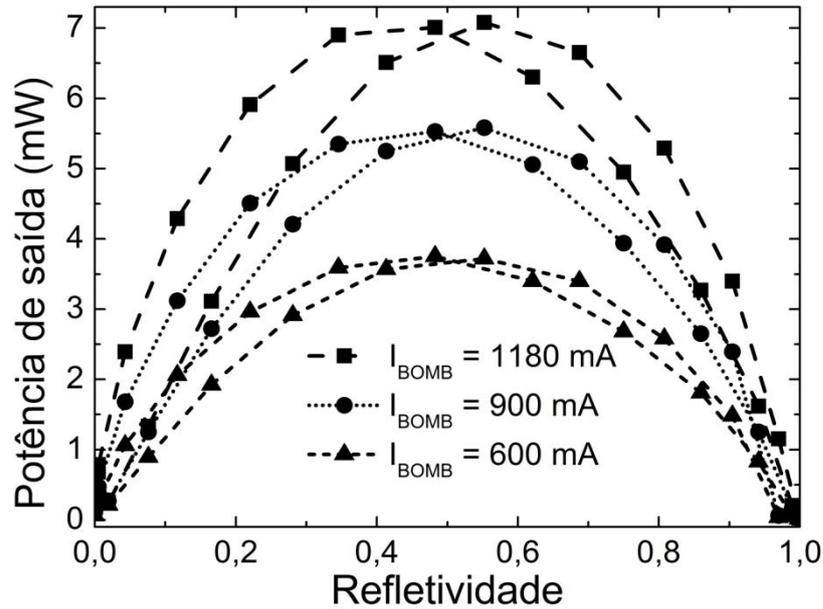


Figura 16: Pontos mostrando a dependência entre a potência de saída e a refletividade do acoplador de saída para três correntes do laser de bombeamento distintas.

Na figura 16 observa-se duas curvas para cada regime pelo fato de que, para cada ângulo de giro entre 0 e 45° da placa de onda P3, há outro ângulo entre 45° e 90° com a mesma refletividade. Como o experimento foi realizado variando o ângulo da placa P3 entre 0 e 90°, seria esperado que a curva passasse pelo mesmo ponto duas vezes. O deslocamento entre uma curva e outra para o mesmo regime deve-se à imprecisão na determinação dos eixos da placa P3.

Devido ao alto ganho da fibra de érbio, o regime de operação laser ocorre até para valores de refletividade próximos de 1 (quase toda a luz deixa a cavidade), mesmo com uma perda de 50%.

3.5.3 Dependência da potência de saída com a potência do laser de bombeamento

Neste estudo foi feita apenas uma análise qualitativa da maneira que a potência de saída é influenciada pela potência do laser de bombeamento. A análise foi feita para três regimes de realimentação: realimentação máxima da cavidade ($R \approx 0$), realimentação mínima da mesma ($R \approx 1$), e potência de saída máxima. Estes três regimes foram obtidos ajustando-se as configurações das três placas de onda. A figura 17 mostra esta relação.

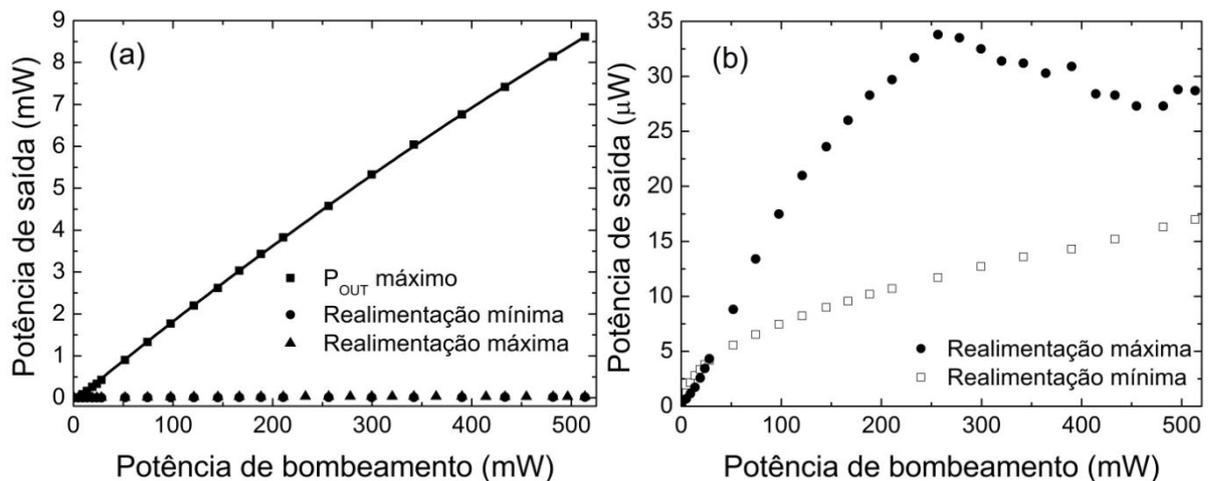


Figura 17: (a) Dependência da potência de saída com a potência do laser de bombeamento para três regimes distintos; (b) ampliação da curva da esquerda, evidenciando os regimes de mínima e máxima realimentação.

Um ajuste do tipo $y = Ax^2 + Bx + C$ foi realizado para a curva de máxima potência de saída, e os valores encontrados para os parâmetros de ajuste são: $A = -5.1 \times 10^{-6} \text{ mW}^{-1}$, $B = 0.0195$ e $C = -0.08 \text{ mW}$. Desta forma, a potência mínima de bombeamento (laser de diodo) para obter operação laser na fibra de érbio é de aproximadamente 4.1 mW. O fato de ser necessário usar um ajuste não linear para a potência de saída do nosso laser indica que há alguma forma de saturação.

Como esperado, os regimes de máxima e mínima realimentação possuem baixas potências de saída, de modo que se confundem, sendo necessário que fossem ampliados (curva da esquerda da figura 17).

É interessante notar a forte não linearidade presente no regime de realimentação máxima, provavelmente causada pela rotação não linear da polarização, devido ao fato de a potência circulando na cavidade ser alta, e de os efeitos da refletividade não linear no PBS ocorrerem para baixas potências neste regime. Apesar disto, a cavidade não era estável para a operação pulsada.

CAPÍTULO 4: DINÂMICA DE POPULAÇÃO E OSCILAÇÃO DE RELAXAÇÃO

4.1 Introdução

Em sistemas fortemente não lineares é comum observarmos diferentes comportamentos dinâmicos como, por exemplo, oscilações de relaxação, flutuações rápidas (“*spiking*”), e até caos. Tais efeitos estão presentes quando as quantidades que determinam a dinâmica do sistema interagem entre si gerando uma resposta não linear por parte do sistema.

Tal comportamento não linear foi observado na potência de saída do nosso laser durante o seu funcionamento em regime CW, para algumas configurações das placas de onda. Esta dinâmica não linear ocorria na forma de flutuações: uma oscilação na potência de saída em uma frequência que variava entre 10 e 350 kHz, como se pode observar na figura 18.

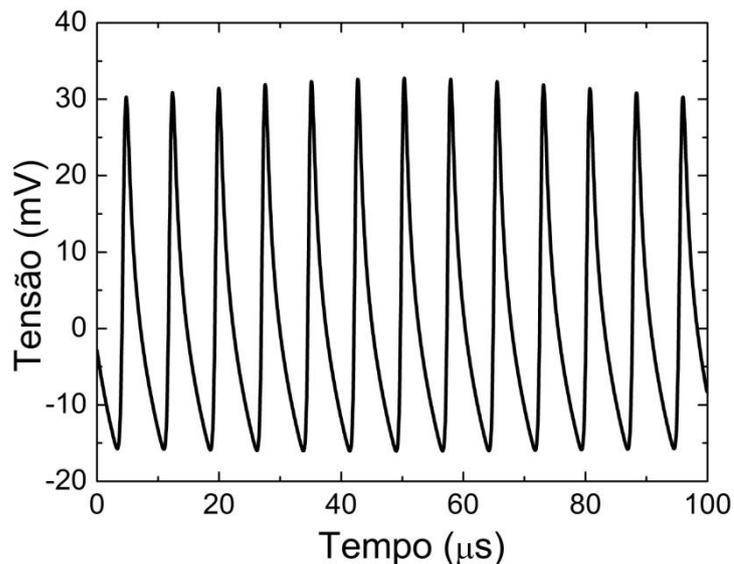


Figura 18: Tensão medida no osciloscópio em função do tempo, mostrando a oscilação de relaxação. As oscilações aparentam possuir uma grande amplitude em relação à potência média, pois o osciloscópio havia sido ajustado para detectar apenas a componente contínua do sinal.

Tais oscilações foram detectadas e estudadas posicionando, na saída do laser, um fotodetector acoplado a um osciloscópio que possuía a função de FFT.

Estas flutuações têm origem em perturbações no laser, como reflexões espúrias, ruído do laser de bombeamento, etc., que, quando associadas à não linearidade proveniente das equações de taxa do laser, geram efeitos como flutuações rápidas e oscilações de relaxação [13], conforme veremos na Seção 4.2

Apesar da amplitude das flutuações do laser ser, no mínimo, 80 vezes menor que a potência média do mesmo, foi útil o estudo deste comportamento, tanto para uma melhor compreensão do funcionamento e da dinâmica do laser, como para se ter uma ideia da influência destas flutuações na geração de pulsos pelo laser de érbio.

Em nossos experimentos, focamos nossa análise apenas na oscilação de relaxação, que era gerada por perturbações na potência do laser de bombeamento. Por esta razão, o estudo desta oscilação se deu considerando-se uma perturbação oscilatória na potência do laser de bombeamento [13].

4.2 Oscilações de relaxação: análise teórica.

As oscilações de relaxação têm origem em instabilidades no sistema, como, por exemplo, reflexões internas, flutuações na potência do laser de bombeamento, etc. Neste modelo, consideramos apenas as flutuações no laser de bombeamento como fator gerador das oscilações.

Para a análise da dinâmica das oscilações, é necessário analisar as equações de taxa do laser. Aqui, consideramos um sistema de três níveis, sendo que o nível do bombeamento tem um tempo de vida extremamente curto, de modo que sua população é aproximadamente nula. Desta forma, apenas duas variáveis são necessárias para descrever a dinâmica da população do laser. As variáveis escolhidas são a

densidade (q) de fótons na cavidade com comprimento de onda 1550 nm, e a densidade n_2 de átomos no nível 4I13/2, denominado nível excitado. As duas equações [27] que descrevem a variação destas duas variáveis são

$$\begin{aligned}\frac{dn_2}{dt} &= \frac{P_p}{h\nu_p A_{eff}} \sigma_p^a (1-n_2) - q \frac{c\sigma_s}{n} (2n_2-1) - \frac{n_2}{\tau} \\ \frac{dq}{dt} &= \frac{qN_0 c\sigma_s}{n} (2n_2-1) - \frac{q}{\tau_c}\end{aligned}\quad (4.1)$$

onde P_p e ν_p é a potência e a frequência do laser de bombeamento, respectivamente, σ_s é a seção de choque da transição laser (suposta ser igual para emissão e absorção neste modelo) e τ_c é o tempo de vida do fóton na cavidade. Os demais parâmetros foram definidos na Seção 2.2.

Analisando as equações (4.1), percebe-se que o termo $P_p \sigma_p^a (1-n_2) / (h\nu_p A_{eff})$ descreve a absorção na transição do laser de bombeamento, os termos $q c \sigma_s (2n_2-1) / n$ e $q N_0 c \sigma_s (2n_2-1) / n$, representam a emissão estimulada, n_2 / τ representa o decaimento espontâneo na transição laser, e q / τ_c , a perda de fótons na cavidade, seja por absorção, pelo acoplamento na saída, ou por falhas no alinhamento. A não linearidade geradora as oscilações, referida na Seção 3.1, está evidenciada nos termos que descrevem a emissão estimulada, já que este depende do produto das variáveis q e n_2 .

Uma maneira de resolver as equações (4.1) consiste em obter a solução de estado estacionário e supor pequenas perturbações na potência do laser de bombeamento. Para isso, calculamos as quantidades $n_2(t \rightarrow \infty) \equiv n_{20}$ e $q(t \rightarrow \infty) \equiv q_0$ na condição estacionária, quando as derivadas são nulas.

Seguindo este procedimento, obtemos

$$n_{20} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{n}{N_0 c \sigma_s \tau_c} \right)$$

$$q_0 = \frac{N_0 \tau_c}{2} \left[\frac{P_p \sigma_p^a}{h \nu_p A_{eff}} \left(1 - \frac{n}{N_0 c \sigma_s \tau_c} \right) - \frac{1}{\tau} \left(1 + \frac{n}{N_0 c \sigma_s \tau_c} \right) \right] \quad (4.2)$$

Aplicamos agora uma pequena perturbação na potência do laser de bombeamento, fazendo

$$P_p \equiv P_p(t) = P_{p0} + \delta P_p(t) , \quad (4.3)$$

onde $|\delta P_p(t)| \ll P_{p0}$. Desta forma, a densidade de população no nível superior e a densidade de fótons na cavidade variam em torno dos seus valores de equilíbrio da seguinte forma:

$$n_2(t) = n_{20} + \delta n_2(t)$$

$$q(t) = q_0 + \delta q(t) \quad (4.4)$$

onde $|\delta n_2(t)| \ll n_{20}$ e $|\delta q(t)| \ll q$.

Combinando as equações (4.1) a (4.4), chega-se à equação diferencial para a perturbação na densidade de fótons na cavidade

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + A \frac{d}{dt} + B \right) (\delta q) = C , \quad (4.5)$$

onde

$$\begin{aligned}
A &\equiv \frac{P_{p0}\sigma_p^a}{h\nu_p A_{eff}} + \frac{2c\sigma_s q_0}{n} + \frac{1}{\tau} \\
B &\equiv \frac{2c\sigma_s q_0}{n\tau_c} \\
C &\equiv \frac{2c\sigma_s \sigma_p^a (1-n_{20}) N_0 q_0 [\delta P_p(t)]}{nh\nu_p A_{eff}}
\end{aligned}$$

Desta forma, a perturbação tem uma oscilação cuja ressonância é dada por

$$f_{rel} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{-C_1 P_p^2 + C_2 P_p - C_3} \quad , \quad (4.6)$$

onde

$$C_1 \equiv \left(\frac{N_0 c \sigma_1 \sigma_2 \tau_c}{n h \nu_p A_{eff}} \right)^2 \quad , \quad (4.7)$$

$$C_2 \equiv \left[\frac{N_0 c \sigma_2}{n} + 2 \left(\frac{N_0 c \sigma_2 \tau_c}{n} \right)^2 \frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_c} \right] \frac{\sigma_1}{h \nu_p A_{eff}} \quad , \quad (4.8)$$

$$C_3 \equiv \frac{1}{\tau_2 \tau_c} + \frac{N_0 c \sigma_2}{n} + \left(\frac{N_0 c \sigma_2 \tau_c}{n \tau_2} \right)^2 \quad . \quad (4.9)$$

De acordo com as equações (4.6) a (4.9), há uma dependência da frequência de relaxação com a potência do laser de bombeamento e com o tempo de vida do fóton na cavidade.

A frequência de relaxação aumenta com a potência do laser de bombeamento e com o tempo de vida do fóton na cavidade (até um dado tempo de vida). A razão física para isso é que, quando maior a potência do laser de bombeamento, e o tempo de vida do fóton na cavidade,

maior a potência de sinal circulando na mesma; isto permite, por sua vez, que a inversão de população seja rapidamente recuperada, gerando oscilações de frequências maiores.

Estes dois efeitos foram estudados neste capítulo, através da variação da potência do laser de bombeamento, e da orientação da placa de meia onda na figura 14, que, por sua vez, influencia na polarização da luz e, portanto, na refletividade, alterando, desta forma, o tempo de decaimento do fóton na cavidade.

4.3 Influência da potência do laser de bombeamento na oscilação de relaxação

Nesta seção, a dependência entre a potência do laser de bombeamento e a frequência da oscilação de relaxação foi estudada. Para isto, direcionamos a saída do laser para um detector acoplado a um analisador de espectro, de modo que podíamos obter um espectro, e calcular a frequência de pico associada às oscilações de relaxação.

De acordo com a equação (4.6), a frequência de oscilação depende de forma quadrática da potência do laser de bombeamento.

Para confirmar este comportamento, realizamos um experimento em que a potência do laser de bombeamento foi variada a partir do ponto em que havia emissão estimulada no laser de érbio até o valor máximo suportado pelo laser de bombeamento.

Foram realizadas sequências de medidas para três regimes distintos, a saber: potência máxima de saída, realimentação máxima, e realimentação mínima. Estes três regimes foram obtidos ajustando-se a polarização da luz antes de incidir no PBS, alterando, assim, o acoplamento de saída do laser. O resultado está mostrado na figura 19:

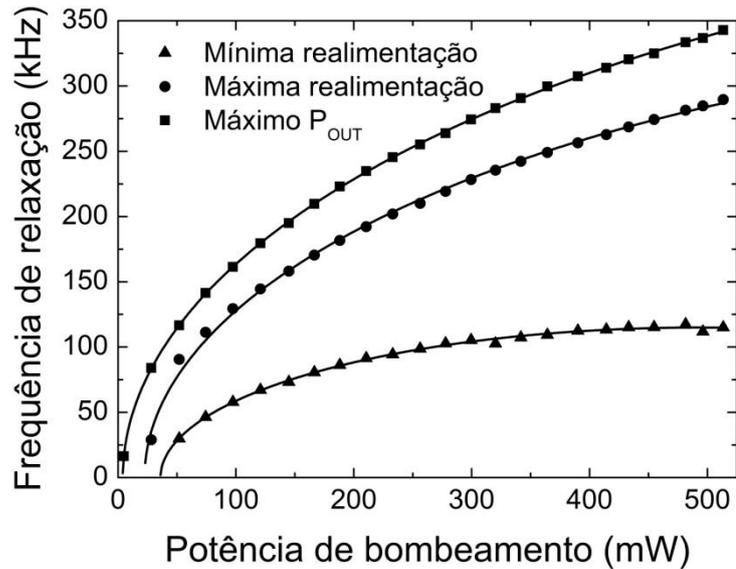


Figura 19: Dependência entre a frequência da oscilação de relaxação e a potência do laser de bombeamento para três configurações da placa de meia onda: máxima potência de saída, máxima realimentação, e mínima realimentação.

O ajuste à curva foi feito com os parâmetros presentes na equação (4.6). De acordo com os ajustes, estes parâmetros estão presentes na tabela 8.

Regime	C_1 (kHz ² /mW ²)	C_2 (kHz ² /mW)	C_3 (kHz ²)
Máxima potência de saída	0.119	291	1150
Máxima realimentação	0.10	223	4900
Mínina realimentação	0.063	62	2200

Tabela 8: Ajustes encontrados para a equação (4.6).

Como se pode perceber, todas as curvas se ajustaram de forma satisfatória à teoria, com os parâmetros C_1 , C_2 e C_3 bem determinados.

4.4 Influência do acoplamento de saída na frequência da oscilação de relaxação

Nesta seção, a dependência entre a refletividade do acoplador de saída (PBS) e a frequência da oscilação de relaxação foi estudada. O esquema experimental utilizado é o mesmo descrito no início da seção 3.3.

Reorganizando a equação (4.6) para evidenciar a dependência da frequência de oscilação com o tempo de vida do fóton na cavidade, chega-se a

$$f_{rel} = \sqrt{-F\tau_c^2 - \frac{G}{\tau_c} + H} \quad , \quad (4.10)$$

onde

$$F \equiv \left(\frac{N_0 c \sigma_2}{n} \right)^2 \left(\frac{P_p \sigma_1}{h\nu_p A_{eff}} - \frac{1}{\tau_2} \right)^2 \quad , \quad (4.11)$$

$$G \equiv \frac{P_p \sigma_1}{h\nu_p A_{eff}} + \frac{1}{\tau_2} \quad , \quad (4.12)$$

$$H \equiv \frac{N_0 c \sigma_2}{n} \left(\frac{P_p \sigma_1}{h\nu_p A_{eff}} - \frac{1}{\tau_2} \right) \quad , \quad (4.13)$$

O tempo de vida do fóton, por sua vez, está relacionado diretamente à perda interna na cavidade e à parcela de luz que é acoplada para a saída [25] através da equação

$$\tau_c = \frac{1}{f_{rep} \ln \left[L_i (1-R) \right]} \quad , \quad (4.14)$$

onde f_{rep} é a frequência definida pelo inverso do tempo de uma volta na cavidade em anel, dada por

$$f_{rep} = \frac{c}{n_{fibra}l_{fibra} + n_{ar}l_{ar}},$$

onde $n_{fibra} \approx 1.5$ e $n_{ar} \approx 1$ são os índices de refração da fibra óptica e do ar, respectivamente, e $l_{fibra} = 1.3$ m e $l_{ar} = 30$ cm são os comprimentos dos trechos em fibra e em espaço livre da cavidade, e seus valores foram dados na respectivamente.

Para a análise da dependência da frequência da oscilação com o acoplamento de saída R, Foram realizadas três sequências de medidas, cada uma destas correspondendo a uma potência do laser de bombeamento, a saber: 250 mW, 390 mW e 515 mW. Cada sequência de medidas foi realizada rotacionando a placa de meia onda P3 na figura 14 que, por sua vez, determina a refletividade R, ou seja, o acoplamento de saída.

Os resultados decorrentes das três sequências de medidas estão representados na figura 20.

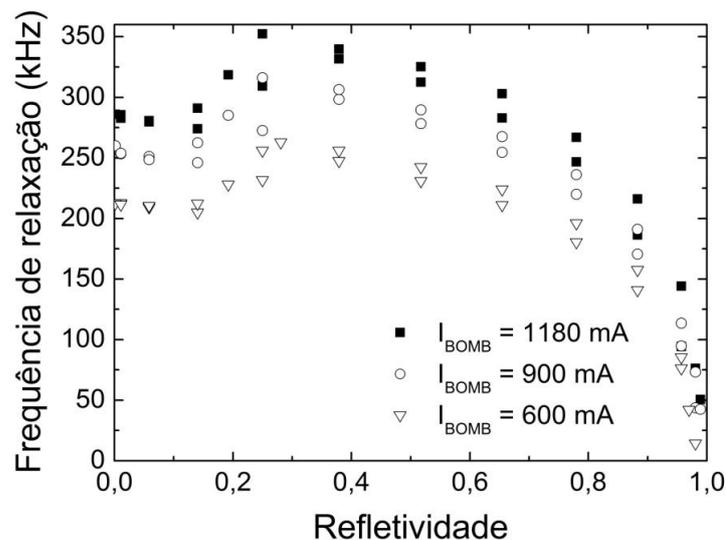


Figura 20: Gráfico mostrando a dependência da frequência da oscilação de relaxação com a refletividade do laser.

Esta forma de curva está prevista pelo modelo teórico, descrito pela equação (4.10).

4.5 Conclusão

Neste capítulo estudamos as oscilações de relaxação em nosso laser. Vimos que as flutuações na potência do laser de bombeamento, bem como outras perturbações no meio, tais como reflexões e flutuações internas, atuando em conjunto com o acoplamento não linear entre o número de fótons na cavidade e a população no estado excitado, dão origem a oscilações com frequências que variam entre 0 e 350 kHz. Tais oscilações são consideradas pequenas em relação à potência óptica média (em torno de 80 vezes menor).

Na caracterização destas oscilações, analisamos a dependência da frequência de oscilação com a potência do laser de bombeamento e com a refletividade do acoplador de saída, diretamente ligado ao tempo de vida do fóton na cavidade. Esta dependência foi estudada teoricamente resolvendo-se as equações de taxa através de um método perturbativo, e foi medida experimentalmente, apresentando concordância com a teoria prevista.

CAPÍTULO 5: OPERAÇÃO DO LASER DE FIBRA NO MODO PULSADO

5.1 Introdução

Desde a primeira realização de um laser de fibra dopada com íons de érbio operando no regime pulsado de modos travados [28,29], várias adaptações foram feitas. Hoje existem os mais diversos tipos de lasers de érbio, para várias aplicações, desde lasers com uma fração em espaço livre até os construídos em guias de onda microscópicos, e com vários modos de operação. Estes sistemas encontram aplicações em diversas áreas, tais como: metrologia óptica [30, 31, 32, 33], espectroscopia ultra sensível em cavidades [34], telecomunicações, etc.

Neste capítulo descrevemos os resultados obtidos quanto ao modo de operação pulsada do laser de fibra de érbio que montamos no laboratório. Serão descritos alguns dos aspectos básicos do funcionamento de lasers de pulsos ultra curtos, concentrando nos aspectos que são característicos de nosso sistema. Posteriormente será descrita a caracterização experimental do laser montado no laboratório, operando no regime de modos travados.

Dentre as várias configurações possíveis do laser de fibra de érbio, nós optamos por fazer uso da configuração denominada cavidade σ (*sigma*), uma forma modificada da cavidade em anel [36], que permite o controle (manual ou através de um sistema de realimentação adequado) do comprimento da cavidade, fundamental para sua futura aplicação em metrologia de frequências ópticas.

Para um laser que opera como o nosso, alguns componentes e processos são fundamentais para a operação laser no regime pulsado, formando, assim, o conjunto de características básicas a serem estudadas neste capítulo.

A mais importante delas, o meio de ganho, é responsável pela amplificação da radiação laser e deve ser capaz de gerar intensidade intracavidade mínima para o acesso ao regime não linear. A largura espectral deste meio também é de grande importância, pois deve conter o espectro do pulso inteiramente, para que todas as componentes espectrais do pulso sofram ganho.

O absorvedor saturável é o segundo elemento mais importante para o funcionamento do laser no regime pulsado. Ele é responsável por modular a intensidade óptica, colaborando para o estreitamento temporal do pulso, ou, dito de outra maneira, a obtenção do regime de modos travados. Se não houver tal elemento não linear, não haveria o acoplamento dos modos longitudinais da cavidade laser. Para a operação deste componente é fundamental que a potência da radiação dentro da cavidade seja suficientemente grande para que o efeito seja significativo. Em nosso caso particular o absorvedor saturável é constituído por uma série de componentes de polarização (que permitem controlar a magnitude do efeito) e a própria fibra óptica.

O outro efeito é a geração de novas frequências através do mecanismo não linear conhecido por automodulação de fase. Tanto este mecanismo quanto o de modulação da amplitude do laser devem-se ao efeito Kerr óptico, pelo qual o índice de refração da luz depende da intensidade, conforme descrito pela equação

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad , \quad (5.1)$$

onde n_0 é o índice de refração linear e n_2 é o coeficiente não linear do índice de refração.

Por último, temos a dispersão da velocidade de grupo do sistema como um todo, incluindo todos os componentes ópticos que formam o laser. No nosso laser em particular, que opera em 1550 nm veremos que um aspecto importante é que a dispersão favorecerá a operação do laser no regime solitônico, em que os efeitos de alargamento temporal do pulso devidos à automodulação de fase podem ser compensados. Este

regime de dispersão da velocidade de grupo pode ser inerente ao meio, como no nosso laser, ou pode ser manipulado externamente através do uso de grades de difração, como em alguns lasers de fibra de itérbio, por exemplo [35].

Todos estes elementos, atuando em conjunto, são responsáveis pela operação pulsada do laser, formando e mantendo estável um ou mais pulsos ópticos circulando na cavidade.

Na Seção 5.2 faremos uma análise mais aprofundada destes fatores, e o modo como eles atuam em nosso laser de forma mais específica.

Na Seção 5.3 serão apresentados nossos resultados experimentais quanto ao laser pulsado em fibra de érbio. Serão mostrados diversos regimes de operação pulsada, bem como a explicação para a existência destes regimes e o regime escolhido para nosso estudo. Apresentaremos também o procedimento de caracterização do nosso laser no regime de operação mais próximo àquele que desejamos para seu uso em metrologia de frequências ópticas. Serão apresentados os resultados de medidas temporais, espectrais, espectro de RF, potência, duração do pulso, e estabilidade de operação.

5.2 Análise teórica

Antes de iniciarmos a apresentação e análise dos resultados experimentais, é necessário entender alguns dos aspectos básicos necessários para obter a operação pulsada, já discutidos na Seção 5.1, e as características dos componentes ópticos que foram utilizados para isto.

É importante ressaltar que a configuração da cavidade laser foi modificada para sua forma final (cavidade *sigma*) representada na figura 21.

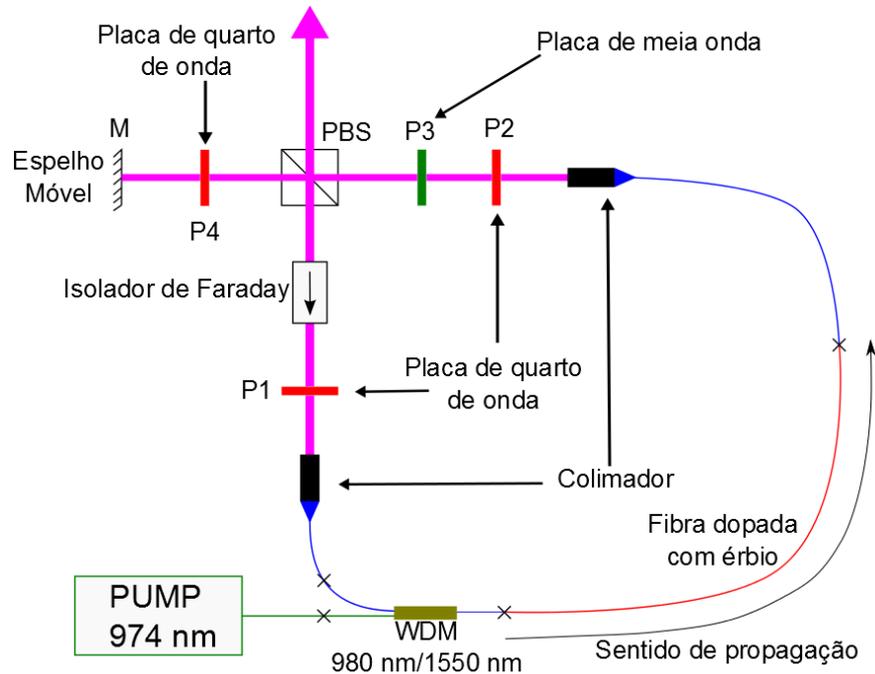


Figura 21: Esquema representando a cavidade sigma utilizada em nosso laser. Neste esquema, estão presentes quase todos os outros componentes detalhados na figura 14, com exceção do controlador de polarização. Foram adicionados a placa de quarto de onda P4 e o espelho móvel M, e foram trocados o WDM e a fibra de ganho.

Os componentes trocados ou adicionados nesta nova configuração estão detalhados na tabela 9.

Componente	Fabricante	Modelo
Espelho móvel	Thorlabs	BB05-E04
WDM	Oplink	MWDMG1598200011
Fibra de ganho	Nlight Liekki	Er80-8/125
Placa de quarto de onda	Thorlabs	WQP05M-1550

Tabela 9: Componentes adicionados ou trocados na montagem experimental da cavidade sigma.

Como se pode observar na figura 21, o controlador de polarização (presente na figura 14) foi retirado, por se mostrar desnecessário, visto que as placas de onda P2 e P3 forneciam todo o controle necessário da polarização da luz na saída da fibra óptica.

Aqui utilizamos a notação anterior, onde θ_1 , θ_2 e θ_3 são os ângulos que as placas de meia onda, de quarto de onda antes do PBS e de quarto de onda depois do isolador formam com o eixo de transmissão do PBS, que, na figura 21, possui a direção perpendicular à página.

Nesta configuração do laser o comprimento total da fibra (incluindo conectores e a fibra de ganho) é 1.18 m, e o comprimento do trecho em espaço livre, de 23 cm, totalizando 1.41 m o comprimento da cavidade.

Uma vez que os pulsos puderam ser obtidos e estabilizados, o sistema mostrou-se estável para as configurações favoráveis, permitindo, assim, uma caracterização do laser operando no regime pulsado.

Nas seções que seguem descrevemos os princípios de funcionamento de cada um dos elementos necessários à operação do laser no modo pulsado.

5.2.1 Meio de ganho

As características do meio de ganho exercem um papel fundamental na geração do pulso. Entre os fatores a serem considerados destacamos que a potência intracavidade deve exceder um valor mínimo para que não linearidades se manifestem. Lembramos que no processo de montagem do nosso laser, iniciamos fazendo uso de uma fibra de menor ganho (CorActive). Neste caso a potência intracavidade estimada, no regime CW, era de apenas 53 mW, no máximo. Após a troca para a fibra do fabricante Liekki (com maior ganho), a potência passou a ser de até 140 mW, sendo mais que suficiente para a operação do regime pulsado. Outra propriedade importante da fibra dopada com érbio é a largura espectral da região de ganho, que, no nosso laser, abrange cerca de 90 nm (figura 12). Apesar do comprimento de onda central do nosso laser não coincidir com o pico de ganho do érbio, o

espectro é suficientemente largo para conter todo o pulso, com um ganho suficientemente grande para compensar as altas perdas do tipo de cavidade que utilizamos.

A tabela 3 e a Seção 3.4 mostram os parâmetros do meio de ganho importantes para a operação do laser.

5.2.2 Absorvedor Saturável.

O absorvedor saturável é o elemento óptico responsável pela modulação da intensidade do pulso. Este efeito produz o acoplamento de modos da cavidade óptica que é a principal característica de um laser de modos travados. O aspecto básico da absorção saturável que é relevante para a nossa aplicação é o fato de que a transmissão através deste elemento depende da intensidade. O resultado líquido disto é que as perdas diminuem para intensidades mais altas, favorecendo a operação pulsada.

No nosso laser o efeito de absorção saturável é obtido de forma controlada através do uso do efeito conhecido por rotação não linear da polarização. O efeito ocorre através da interação não linear das componentes de polarização do campo elétrico, levando a uma dependência não linear da transmitância com a intensidade do pulso.

No caso de nosso laser, cuja cavidade está representada na figura 21, o elemento não linear é composto pelas fibras ópticas (onde ocorre a rotação da polarização); pelas placas de onda, que controlam a polarização na entrada e na saída da fibra; e pelo PBS, que é o elemento modulador da intensidade, permitindo que uma componente da polarização da luz reentre na cavidade, e a outra, seja acoplada para o exterior. Isto está mostrado em destaque na figura 21, que ilustra a cavidade do laser.

Nos absorvedores saturáveis usualmente empregados em lasers de pulsos ultracurtos o princípio de funcionamento é induzir uma mudança

na transmissão através de um meio que absorve a radiação incidente, transferindo população para um estado excitado deste meio, que pode ser um corante ou um semiconductor, por exemplo. Neste caso, o tempo de recuperação do absorvedor está relacionado ao tempo de vida deste estado excitado, e que pode ser relativamente lento comparado ao tempo de ida e volta na cavidade laser.

No nosso caso o mecanismo não linear que produz o efeito de absorção saturável é a susceptibilidade não linear de terceira ordem do próprio vidro, que envolve processos não ressonantes e resulta em tempos de resposta extremamente rápidos, da ordem de poucos femtossegundos. Neste caso, portanto, nosso absorvedor saturável denominado de “rápido”, conforme a literatura da área. Esta propriedade permite maior estabilidade e menor período de volta na cavidade.

A rotação não linear da polarização é um efeito causado pela automodulação de fase (SPM) e pela modulação de fase cruzada (XPM), que provocam a birrefringência não linear na fibra óptica, como esquematizado na figura 22.

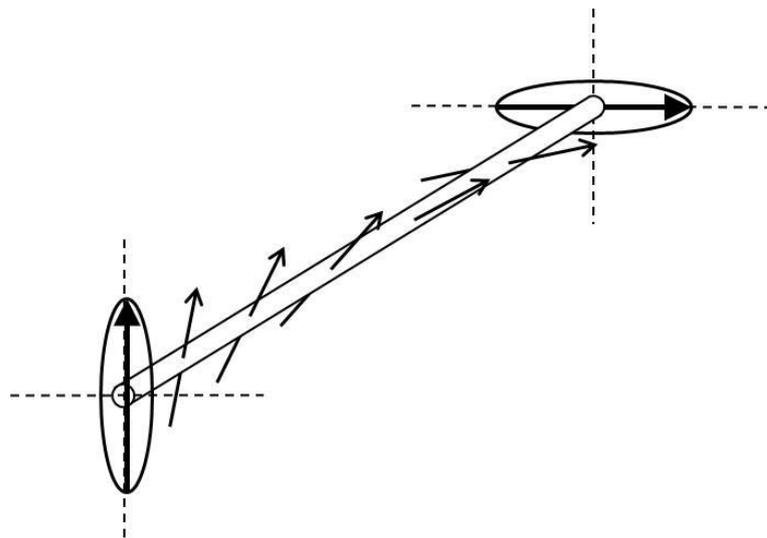


Figura 22: Esquema representando a rotação da polarização de uma luz que incide na fibra óptica elípticamente polarizada com o eixo maior na direção vertical. Esta rotação está exagerada para melhor visualização.

Como a automodulação de fase e a modulação de fase cruzada já foram detalhadas no capítulo 2, nos restringimos aqui a complementar com os parâmetros úteis para os cálculos da rotação não linear da polarização no nosso laser. Tais parâmetros são o índice de refração não linear da fibra óptica, e o parâmetro não linear, que, são, respectivamente,

$$n_2 = 3.16 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W} ,$$

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} = 1.509 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1} . \quad (5.1)$$

Pelo fato de transmitância do PBS na figura 21 depender da polarização da luz na saída da fibra, e esta depender da intensidade óptica, a porcentagem da luz que é reintroduzida na cavidade depende da intensidade, de forma que o elemento não linear modula a intensidade.

Para algumas configurações das placas de onda $\lambda/2$ e $\lambda/4$, o PBS se torna um absorvedor saturável, sendo favorável, portanto, à formação e manutenção do regime pulsado. Neste regime, a porcentagem de luz reintroduzida na cavidade é maior para altas intensidades, e menor para baixas intensidades. Este comportamento ocorre apenas para uma região de intensidades entre 0 e uma intensidade de saturação, I_{sat} , que será explicada no decorrer deste capítulo.

Um exemplo de configuração favorável à operação no regime pulsado é quando $\theta_1=130^\circ$, $\theta_2=66^\circ$ e $\theta_3=293^\circ$, cuja curva de transmitância (parcela de luz reintroduzida na cavidade) em função da intensidade, simulada para o caso de regime CW, está representada na figura 23.

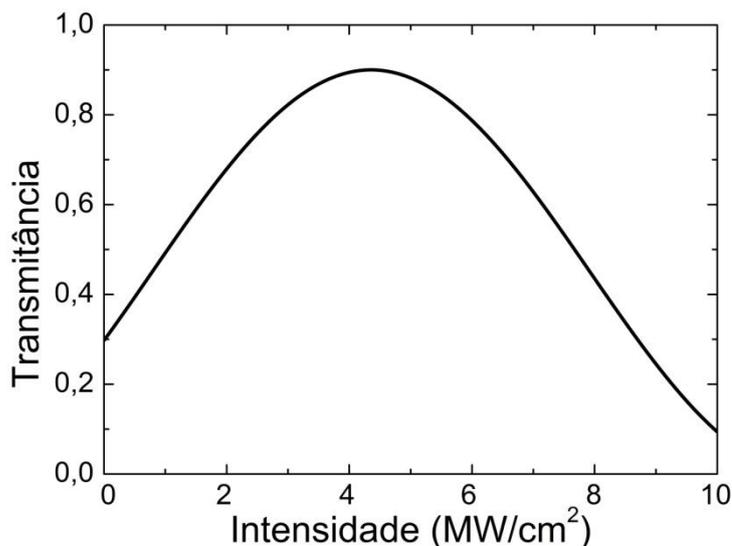


Figura 23: Gráfico da transmitância da cavidade em função da intensidade óptica no regime CW.

Para esta simulação supomos que o laser está funcionando no regime CW, e foi feita a aproximação de onda girante ou RWA (*rotating-wave approximation*) [36], que desconsidera o termo de acoplamento entre as fases das componentes x e y do campo elétrico na equação (2.21). A simulação, no entanto, continua sendo válida para uma diferença de fase não linear adicionada menor que 3π . Este não é o caso do nosso laser, mas, para fins de demonstração, foi utilizada este procedimento.

Com a configuração de placas usada para obter o resultado apresentado na figura 23, um laser no regime CW, ao circular pela cavidade, tende a gerar pulsos a partir de flutuações, pois as intensidades maiores possuem perdas menores.

Uma vez operando no regime pulsado, esta configuração favorece o estreitamento do pulso, como se pode ver na simulação mostrada na figura 24, onde a curva vermelha representa um pulso gaussiano antes de passar pelo PBS e a verde, o mesmo pulso após passar pelo PBS, sendo reintroduzido na cavidade.

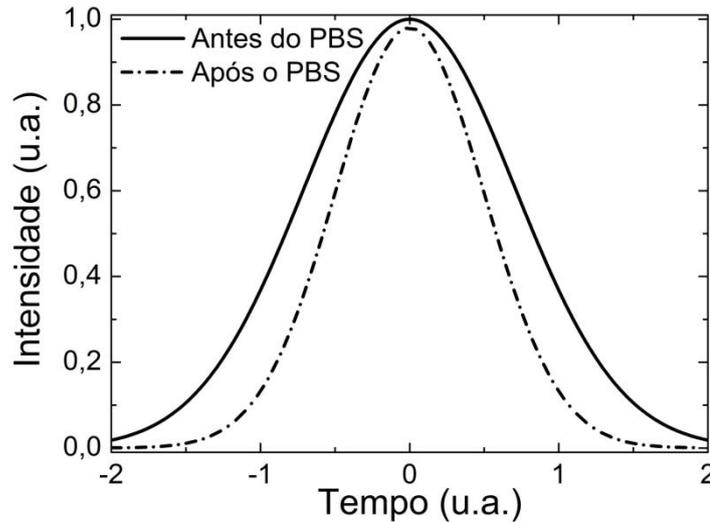


Figura 24: Estreitamento do pulso através de uma transmitância dependente de forma crescente com a intensidade óptica. A dependência entre a transmitância e intensidade está exagerada, para melhor visualização.

É possível perceber que a perda é menor no pico do pulso, onde a intensidade é maior. Como está demonstrado na simulação, a absorção saturável é, efetivamente, um elemento responsável pelo estreitamento do pulso.

5.2.3 Automodulação de fase e varredura de frequência

Em um pulso limitado por transformada de Fourier, a frequência instantânea da onda não varia ao longo do pulso. Em geral, no entanto, o pulso possui uma varredura na frequência da portadora. Neste caso, dizemos que o pulso tem *chirp*. O pulso pode adquirir uma varredura de frequência de pelo menos duas maneiras distintas: a) através da automodulação de fase ou b) através da dispersão linear.

No caso da automodulação de fase é possível fazer uma estimativa razoável deste efeito. Usando $T_0=190$ fs, $z=1$ m, $P_0=1.2$ kW, que são valores típicos medidos em nosso laser, o parâmetro não linear γ da equação (5.1), e o coeficiente de absorção da tabela 3, a equação (2.40) mostra que a frequência instantânea é a mostrada na figura 25, que

corresponde a um *chirp* positivo. Aqui adotamos que o *chirp* é positivo quando as frequências mais altas ocorrem na parte traseira do pulso ($t > 0$)

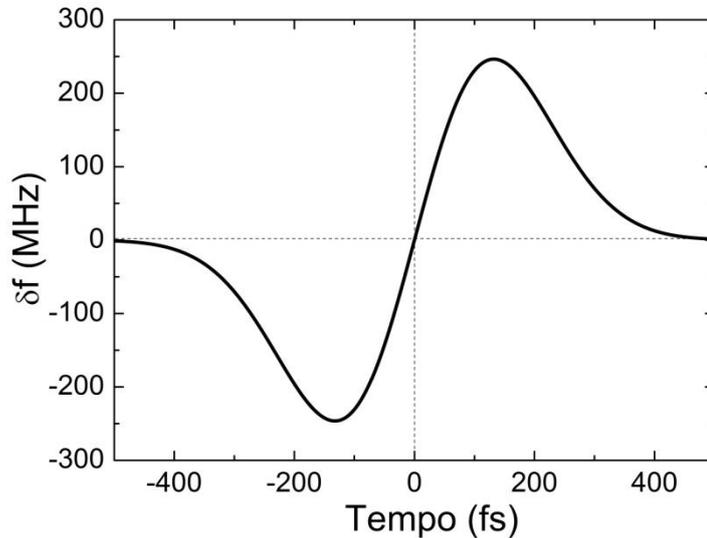


Figura 25: Deslocamento na frequência instantânea do pulso causado pela automodulação de fase.

Ao mesmo tempo em que a automodulação de fase produz uma varredura de frequência tal que os comprimentos de onda maiores estão na “dianteira” do pulso, a dispersão da velocidade de grupo da fibra contrabalança este efeito. A razão disto é que para $\lambda > 1,3 \mu\text{m}$, aproximadamente, a dispersão da velocidade de grupo é $D > 0$, de modo que os comprimentos de onda menores são mais rápidos e o *chirp* produzido pela dispersão compensa o *chirp* introduzido pela automodulação de fase.

5.2.4 Dispersão da fibra

Conforme descrito qualitativamente na seção 5.2.3, a dispersão de uma fibra óptica, atuando em um pulso com *chirp* positivo, tem um papel muito importante na obtenção do regime pulsado. Uma fibra

óptica padrão (SMF-28) tem um parâmetro de dispersão GVD, $\beta_2(\lambda)$, e um parâmetro de dispersão, D , da forma da figura 26.

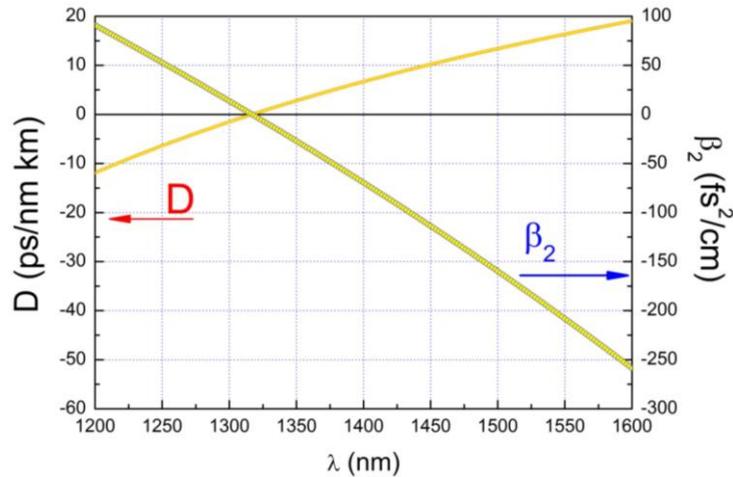


Figura 26: Dispersão cromática de uma fibra SMF-28.

Para o comprimento de onda de 1550 nm, eles são dados por $\beta_2 = -20.66 \text{ fs}^2/\text{mm}$ e $D \equiv -2\pi c\beta_2/\lambda^2 = 15.8 \text{ ps/k}\cdot\text{m}\cdot\text{n}$.

Como é possível observar na figura 26, a região em torno de 1520 -1570 nm caracteriza-se por $\beta_2 < 0$ (dispersão anômala), ou seja, quanto maior o comprimento de onda, maior a velocidade associada a esta frequência, balanceando o *chirp* positivo gerado pela automodulação de fase, onde o pulso tende a possuir frequências menores na parte dianteira ($t > 0$) e maiores na parte traseira ($t < 0$), conforme a figura 25.

A condição de cancelar o *chirp* gerado pela automodulação de fase com o *chirp* gerado pela dispersão da velocidade de grupo determina o comprimento de onda central de operação do laser. Neste balanço a intensidade de pico do laser é um parâmetro importante, pois determina a magnitude do *chirp* introduzido pela automodulação de fase. De acordo com a figura 26, quanto maior o comprimento de onda, maior é a dispersão, justificando o fato do laser não operar no pico da curva de ganho do érbio.

5.3 Medidas do pulso

Como já havia sido mencionado, o principal motivo de o laser não operar no regime pulsado de imediato foi a baixa potência circulando na cavidade. Uma vez que a fibra foi trocada para aumentar esta potência, o regime pulsado foi alcançado, e, com algum tempo de análise, controlado e estabilizado. Uma vez que a reprodução dos pulsos foi possível, iniciamos uma série de medidas para caracterizar o sistema, que serão descritas nesta seção.

Para a maioria das caracterizações, usamos o esquema experimental representado na figura 27.

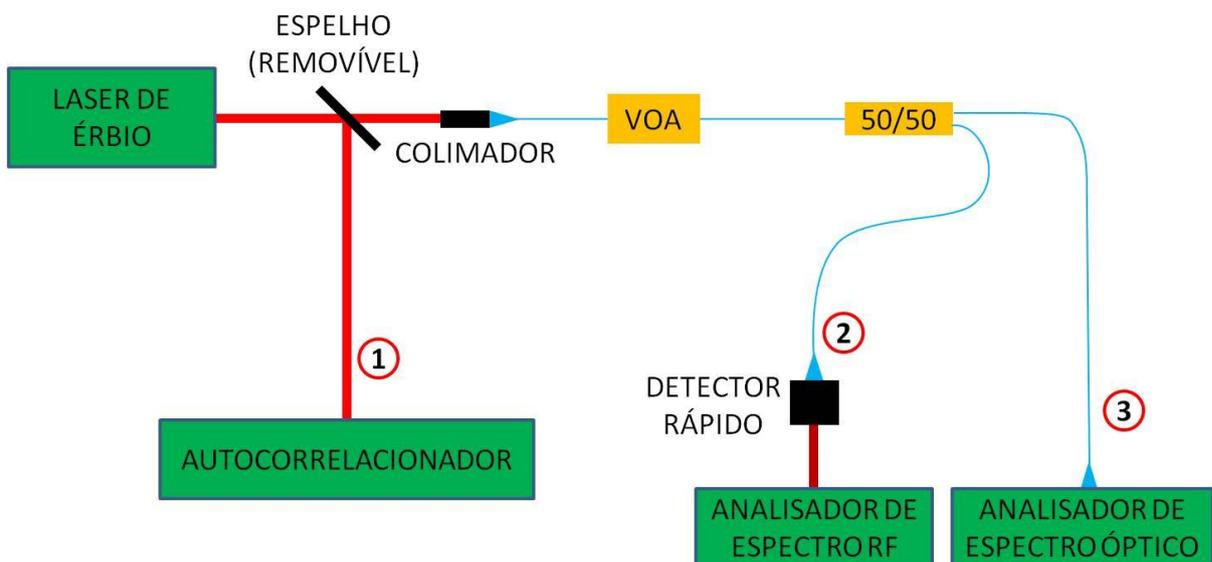


Figura 27: Esquema experimental utilizado para a caracterização do pulso.

No esquema representado pela figura 27, há o laser de érbio, mostrado na figura 21, um espelho removível, que define se o laser estará sendo direcionado para a saída 1 ou para as saídas 2 e 3. Caso o laser estiver sendo direcionado para a saída 1, há o autocorrelacionador, a ser detalhado nesta seção. Caso o laser estiver sendo direcionado para as saídas 2 e 3, há o colimador, que introduz a luz em uma fibra óptica, o VOA (*variable optical attenuator*), que controla a potência que chegará aos detectores, e o acoplador 50/50,

que divide o feixe em duas partes de mesma potência. Na saída 2, há um detector rápido, que detecta frequências de até 40 GHz, acoplado a um analisador de espectro RF, para a análise das frequências de repetição do laser. Na saída 3, há o analisador de espectro óptico, para analisar o espectro do laser. Em ambas as saídas 2 e 3, é possível colocar um medidor de potência, ou um osciloscópio.

Nesta seção, trataremos sobre os diversos regimes encontrados na operação do laser em regime pulsado, as características espectrais do pulso, o espectro de RF, a estabilidade e as propriedades medidas e estimadas para o pulso.

5.3.1 Caracterização de diversos regimes pulsados

Durante a fase de caracterização do laser de érbio operando no regime pulsado, encontramos diversos tipos de pulsos, além de regimes de múltiplos pulsos, e também pulsos propagando em conjunto com uma componente CW. Alguns destes regimes estão representados da figura 28 à figura 31, onde estão presentes o espectro óptico e a visualização no osciloscópio dos pulsos.

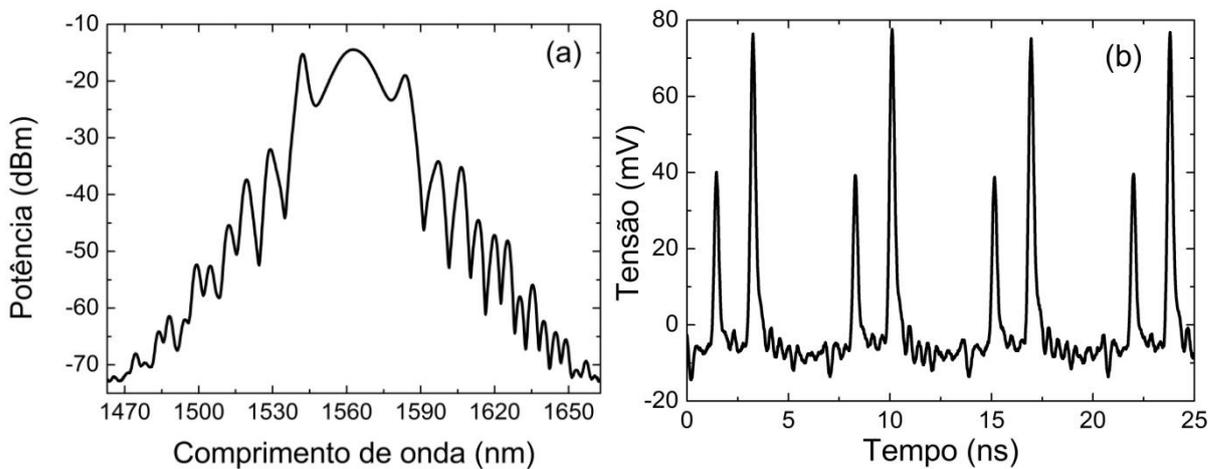


Figura 28: Espectro (a) e traço no osciloscópio (b). Regime de dois pulsos circulando na cavidade, como pode ser constatado na imagem do osciloscópio, obtido para uma corrente de bombeamento de 1180 mA.

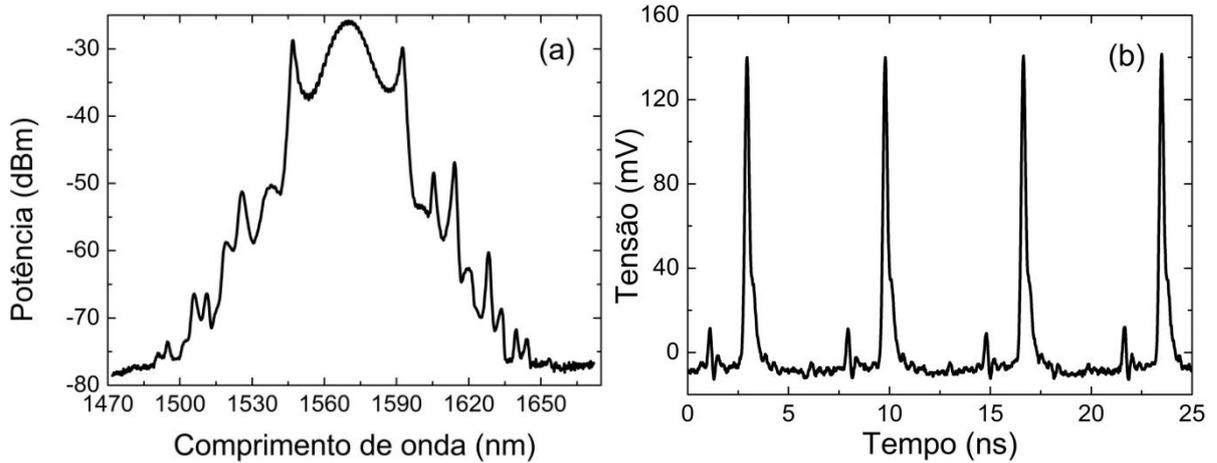


Figura 29: (a) Espectro e (b) traço no tempo obtido com o osciloscópio. Regime de dois pulsos circulando na cavidade, como pode ser constatado na imagem do osciloscópio. A corrente do laser de bombeamento é, nesse caso, 710 mA. Também está evidenciada uma instabilidade no espectro.

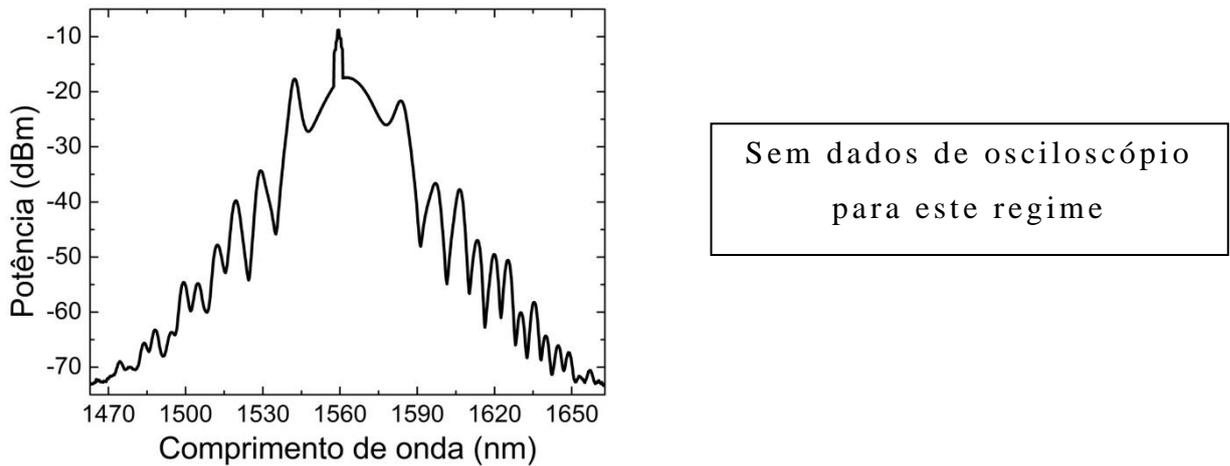


Figura 30: Espectro do regime, em que circulam um pulso e uma componente CW na cavidade. Foi obtido para uma corrente de bombeamento de 926 mA.

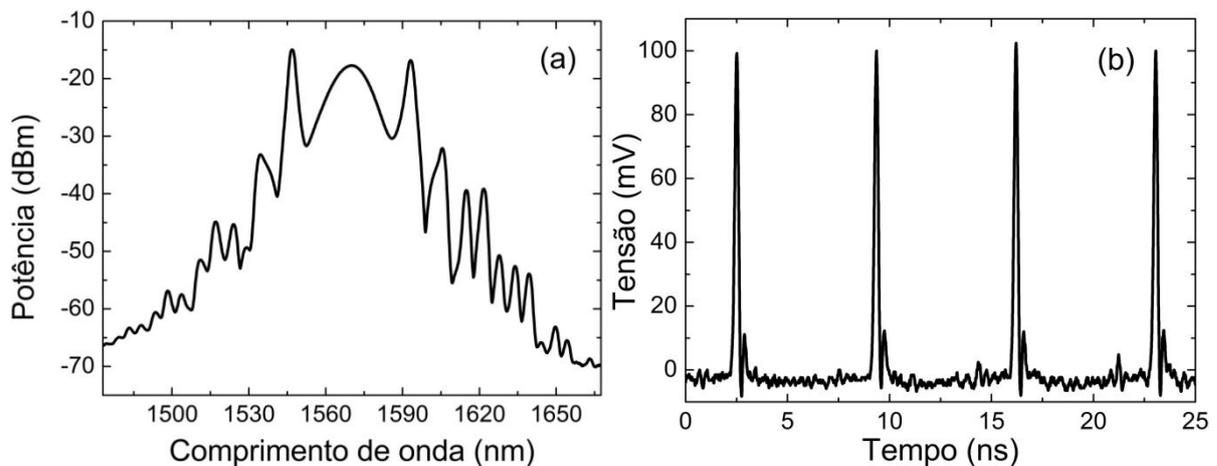


Figura 31: (a) Espectro e (b) traço do tempo obtido de um osciloscópio do regime de pulso único, sem componente CW. A corrente do laser de bombeamento é 372 mA. Os pequenos picos laterais situados nas bases dos pulsos na imagem do osciloscópio são efeitos eletrônicos.

Apesar de não estarem presentes nas figuras, regimes de três pulsos e três pulsos com CW foram observados, mas sendo menos frequentes.

Os picos laterais observados são resultado de perturbações periódicas no interior da cavidade [37] e são um bom indício da estabilidade do pulso, pois a maioria destes picos permanecem simétricos até mesmo em uma potência 40 dB abaixo do pico central (equivalente a 0.01% em escala linear).

Os casos de múltiplos pulsos, com componente CW ou não, eram obtidos aumentando a potência de bombeamento, como podemos ver na tabela 10.

I (mA)	1180	1138	738	631	540
Regime	3 pulsos	2 pulsos+CW	2 pulsos	1 pulso+CW	CW

Tabela 10: Observação de vários regimes variando a potência de bombeamento.

A explicação para esta dependência dos regimes com a corrente reside no fato de que a transmitância do absorvedor saturável tem uma dependência crescente com a intensidade até certo valor para a intensidade, definido como intensidade de saturação, I_{sat} . Na figura 23, por exemplo, a intensidade de saturação está em torno de $4\text{GW}/\text{cm}^2$. A partir deste ponto, a existência de um único pulso não é mais estável, pois este tenderia a sofrer um alargamento indefinidamente. Portanto, ao se aumentar a potência do laser de bombeamento, esta intensidade aumenta, até chegar à saturação. A partir deste ponto, passa a existir, então, um pulso circulando em conjunto com uma componente CW. Se a intensidade aumentar suficientemente, esta componente CW entrará em regime pulsado, levando à circulação de dois pulsos na cavidade. Ao continuar aumentando a potência de bombeamento, regimes de até 3 pulsos+CW podem ser obtidos, limitados apenas pela potência máxima de bombeamento.

Até mesmo para o regime de um único pulso há subdivisões, como se pode observar na figura 32, onde há vários espectros (em escala linear de potência) obtidos.

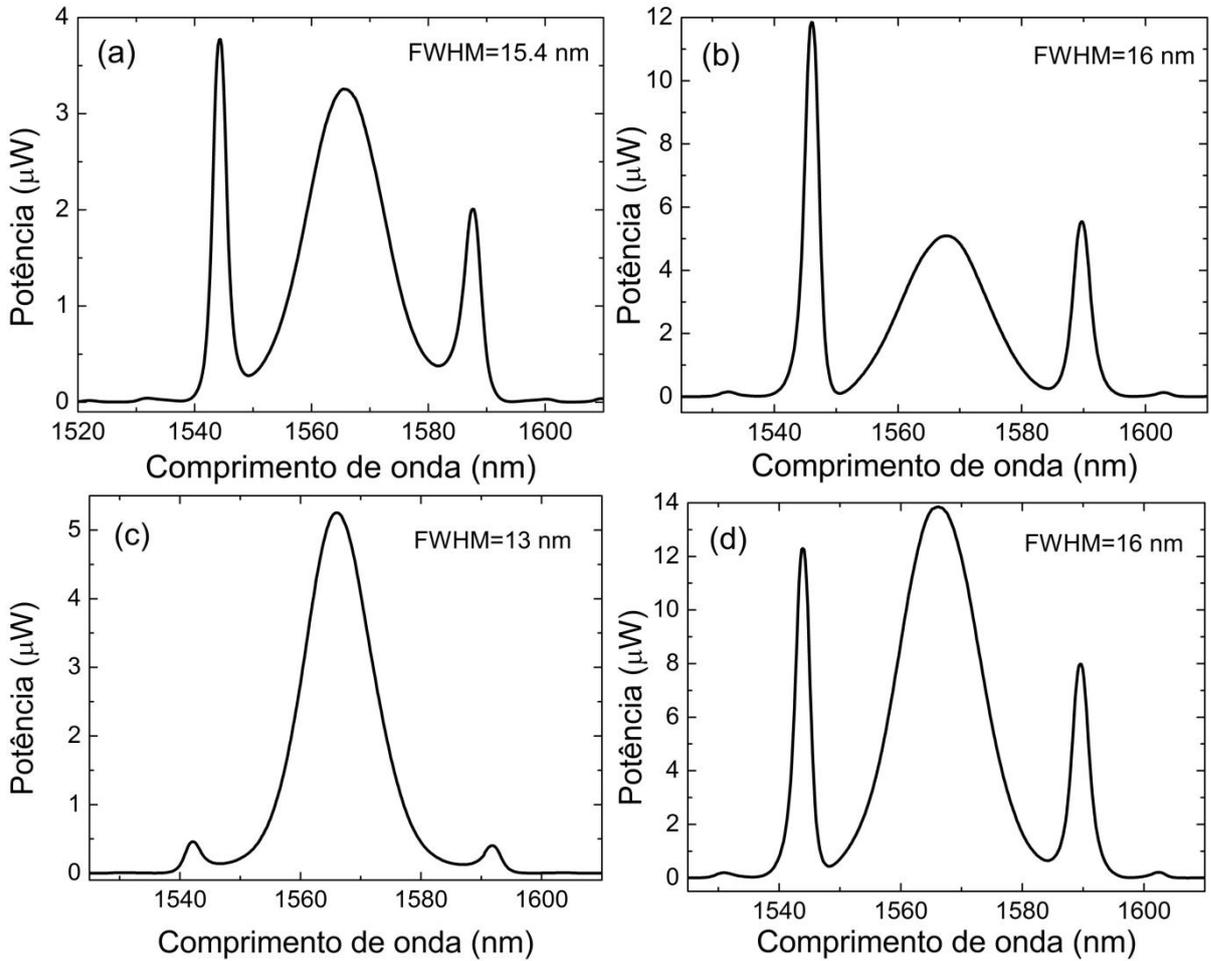


Figura 32: Vários espectros de pulsos, no regime de pulso único, decorrentes de configurações distintas.

É interessante notar, na figura 33, a posição do espectro do pulso em relação ao espectro de ganho medido para a fibra utilizada.

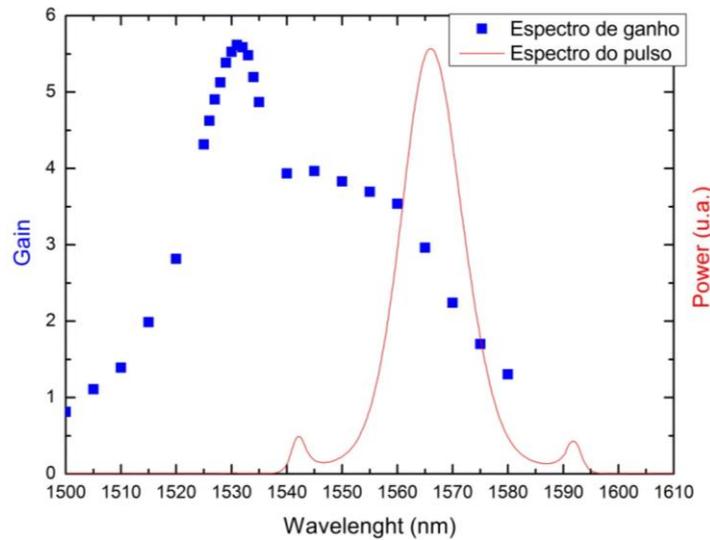


Figura 33: Gráfico mostrando os espectros de ganho e do pulso obtido.

Como já visto, este deslocamento se dá devido à dispersão da fibra. A distância considerável do pico de ganho ao pico espectral do pulso não é prejudicial, visto que a largura da região de ganho é grande, cobrindo completamente o espectro do pulso.

Uma vez que os regimes de pulso são conhecidos e controlados, é possível analisá-los separadamente, para a escolha do regime mais apropriado para a aplicação na metrologia óptica.

Como veremos mais adiante, quanto menores as bandas laterais do pulso, mais estável é o pulso, e, portanto, mais apropriado para a aplicação em metrologia óptica.

5.3.2 Estabilidade na frequência de repetição.

Para uma determinação precisa da frequência, é necessário que o laser possua uma boa estabilidade nas suas frequências de repetição e de “*offset*”, visto que a frequência fundamental será multiplicada por aproximadamente 1.4×10^6 para alcançar o domínio óptico. Portanto, um desvio considerado pequeno na frequência de repetição irá se propagar, gerando um erro de proporções consideráveis no domínio óptico.

Em nosso laser há dois tipos de flutuações que influenciam na estabilidade do laser: as flutuações rápidas, não detectáveis diretamente com o aparato utilizado, e as flutuações térmicas, mais lentas, detectáveis e passíveis de controle.

As flutuações rápidas, apesar de não serem detectadas diretamente neste experimento, são evidenciadas pela largura do pico do espectro medido no analisador de espectro RF.

A figura 34 mostra um espectro obtido com este analisador.

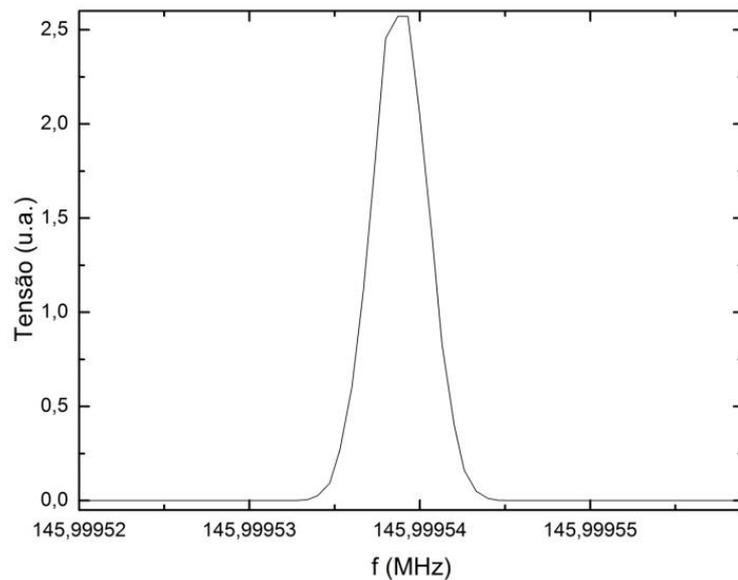


Figura 34: Espectro obtido com o analisador de espectro RF mostrando o espectro relativo à taxa de repetição na cavidade.

Como se pode observar, a largura a meia altura do pico de frequências é de 4 Hz com uma largura no domínio óptico estimada de 5.5 MHz.

Por outro lado, há as flutuações térmicas, mais lentas, e temporalmente acessíveis para controle, como mostrado na figura 35.

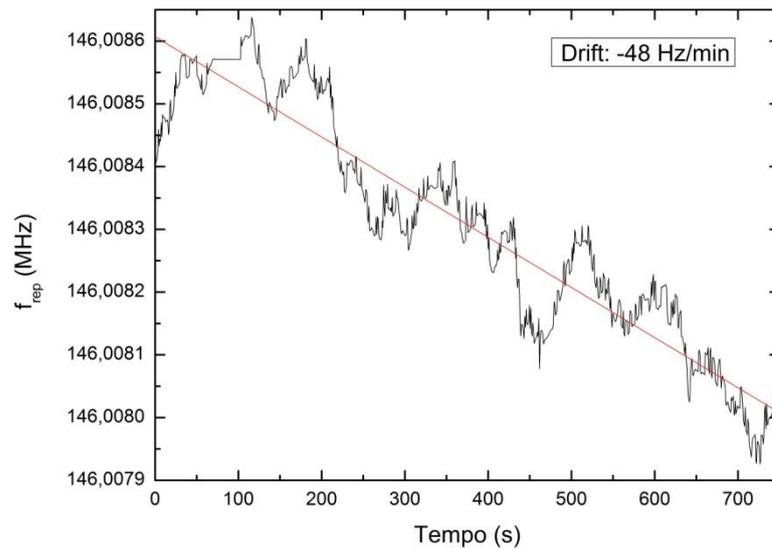


Figura 35: Variação da frequência de repetição em função do tempo. Este *drift* característico provém do aquecimento do meio.

Como se pode ver, a frequência de pico sofre um *drift* médio de 48 Hz por minuto (3×10^{-5} %/min); no domínio óptico (~ 200 THz) este *drift* é estimado em 66 MHz/min.

Apesar de este *drift* ser bem maior que aquele gerado por flutuações rápidas, ele pode ser minimizado reduzindo-se os fatores causadores de perturbações (diminuição da circulação de ar, caixa protetora, melhor fixação dos componentes, etc.) e corrigindo o tamanho da cavidade através de um espelho acoplado a um cristal piezoelétrico, sendo esta a vantagem da escolha da cavidade *sigma* para o nosso laser. A figura 36 mostra um esquema simplificado de como este controle será feito.

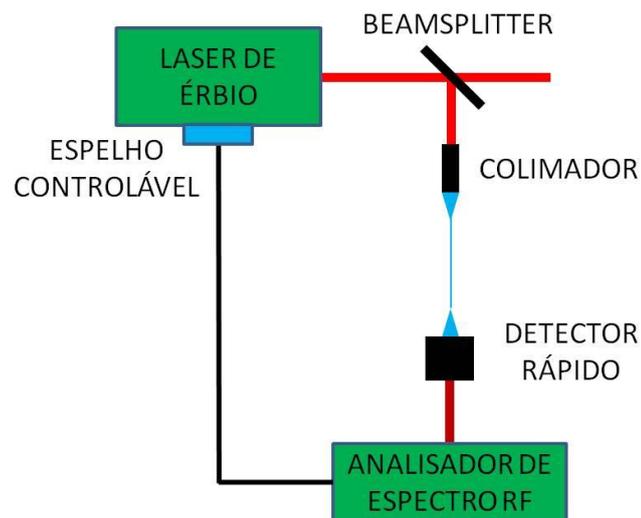


Figura 36: Esquema simplificado mostrando o controle do tamanho da cavidade. O espelho controlável corresponde ao espelho M na figura 21.

Este controle ainda não foi implementado em nosso laser, e, ainda assim, o laser se mostra razoavelmente estável para este tipo de flutuação, como já mostrado.

5.3.3 A autocorrelação colinear

Para uma caracterização satisfatória do regime pulsado, há necessidade de se medir parâmetros do pulso, como, por exemplo, seu tempo (FWHM), e sua proximidade com regime de pulso limitado por transformada de Fourier. Para isso, construímos um autocorrelacionador colinear, representado na figura 37.

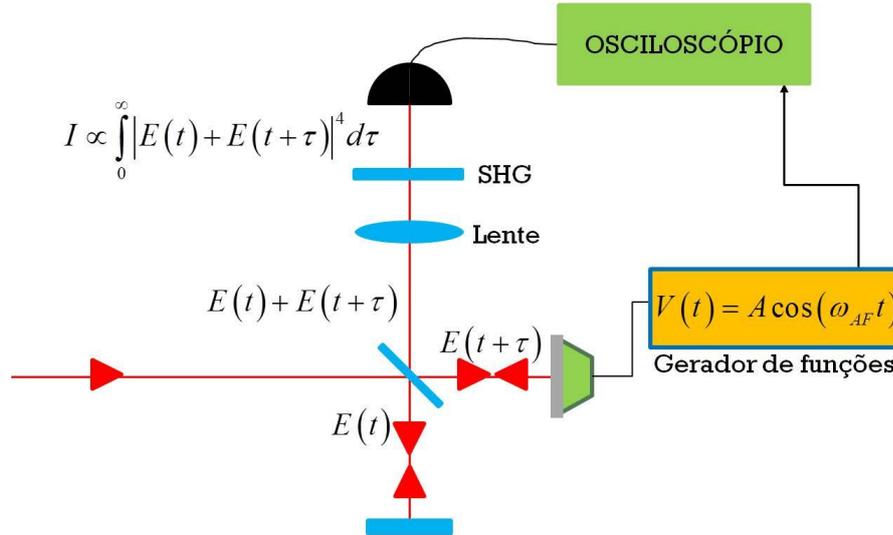


Figura 37: Esquema da montagem do autocorrelacionador.

Como se pode ver na figura 37, o autocorrelacionador consiste de uma lente, um cristal gerador de segundo harmônico, e de um interferômetro de Michelson modificado, onde há o braço fixo e o braço variável, cujo espelho está preso em um alto-falante controlado por um gerador de funções, gerando uma função senoidal de frequência e amplitude pico a pico f_{af} e V_{af} (pico a pico), respectivamente, de forma que o comprimento deste braço é dado por

$$L(t) = L_0 + (\Delta L) \cos(\omega_{af} t), \quad (5.2)$$

onde $\omega_{af} \equiv 2\pi f_{af}$.

Para a análise do pulso que sai do laser, deve-se direcionar este para a entrada do interferômetro, onde é dividido, e uma das partes sofre um atraso dependente do tempo. Estas duas partes, quando são unidas novamente, passam por uma lente e são focalizadas em um cristal gerador de segundo harmônico, e o sinal, em novo comprimento de onda, 780 nm, é captado por um detector. O sinal captado por este detector é, então, dado por

$$S(t) \propto \int_0^{\infty} \left| E(\tau) + E(\tau + \Delta \tau_c) \right|^4 d(\Delta \tau_c) , \quad (5.3)$$

onde $E(\tau)$ é o campo elétrico associado ao pulso.

É útil ressaltar as duas definições de tempo utilizadas: a primeira é o tempo real t , e seu intervalo Δt , decorrido durante o deslocamento entre duas posições L_1 e L_2 do alto falante, sendo esta a escala de tempo exibida no osciloscópio, calculado através de

$$\Delta t = \int_{L_1}^{L_2} \frac{dL}{v_{af}(L)} , \quad (5.4)$$

onde v_{af} é a velocidade do alto falante; a segunda definição de tempo é o tempo óptico τ , e seu intervalo $\Delta \tau_{ac}$, igual ao atraso na cavidade, referindo-se ao tempo adicional que a luz leva para percorrer o braço de comprimento variável, dado por

$$\Delta \tau_{ac} = 2 \left[\frac{L(t) - L_{fixo}}{c} \right] , \quad (5.5)$$

onde L_{fixo} é o comprimento do braço fixo. Este atraso na cavidade é o tempo decorrido entre dois pontos específicos de uma onda, como a duração do pulso, por exemplo.

Quando a distância do braço fixo L_{fixo} é ajustada para ser igual a L_0 do braço móvel em (5.2), e o produto $\omega_{af} V_{af}$, diretamente relacionado à velocidade máxima do alto falante, não é tão alto para que a varredura não supere a velocidade de detecção do detector, nem tão baixa, para que o centro da oscilação seja aproximadamente linear, (ou seja, com velocidade v_{af} constante), com valores típicos de $f_{af} \approx 30\text{Hz}$ e $V_{af} \approx 3\text{V}$, o movimento do alto-falante pode ser considerado aproximadamente linear para uma maior região em torno de L_0 na

equação (5.2), de forma que qualquer atraso na cavidade na região próxima ao centro de oscilação pode ser calculado usando as equações (5.4) (onde v_{af} é considerada constante) e (5.5), e, através da uma regra de três, resulta em

$$\Delta \tau_{ac} = \frac{\lambda}{c} \left(\frac{\Delta t}{\Delta t_{pp}} \right), \quad (5.6)$$

onde λ é o comprimento de onda da luz (1570 nm) e Δt_{pp} é o tempo medido entre dois picos de intensidade, correspondente ao tempo decorrido na propagação de um comprimento de onda.

No caso de um pulso secante hiperbólica

$$E(\tau) = E_0 \operatorname{sech} \left(\frac{1.763 \tau}{T_p} \right)^{1+i\alpha}, \quad (5.7)$$

onde α é uma das definições do parâmetro de *chirp* para um pulso do tipo secante hiperbólico, e T_p é o tempo de duração do pulso (FWHM), uma simulação pode ser realizada para mostrar a figura de autocorrelação calculada a partir do osciloscópio. A figura 38 mostra duas simulações de autocorrelação para $E_0=1$, $T_p=200$ fs e dois valores distintos para o parâmetro de *chirp*.

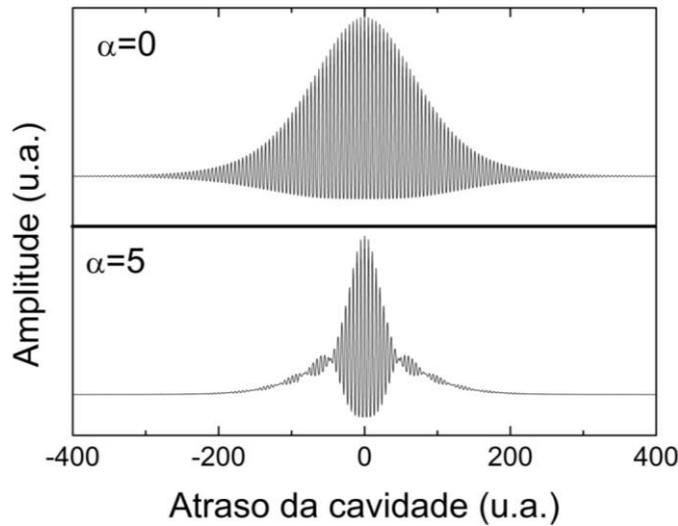


Figura 38: simulação da autocorrelação medida em dois pulsos com parâmetros de *chirp* distintos. A simulação representada na curva superior tem $\alpha=0$, e, na inferior, $\alpha=5$.

Como se é possível observar, o efeito de *chirp* produz um estreitamento na curva da autocorrelação, mesmo que o tempo de duração do pulso seja o mesmo. Isto ocorre porque, para dois pulsos com a mesma duração temporal, o pulso com *chirp* tem maior conteúdo espectral, e, portanto, um tempo de coerência menor. Esta peculiaridade é de grande importância para a interpretação dos dados, como veremos adiante.

As equações

$$T_{ac} = 0.648(\Delta \tau_{ac}) \quad (5.8)$$

e

$$\Delta \nu_{ac} = \frac{0.486}{\Delta \tau_{ac}} \quad (5.9)$$

mostram as relações necessárias para fazer as estimativas da duração e da largura espectral para um pulso do tipo secante hiperbólica sem *chirp*, onde T_{ac} e $\Delta \nu_{ac}$ são a duração (FWHM) e a largura espectral estimadas pela autocorrelação. É importante notar que T_{ac} é apenas uma estimativa da duração pulso obtida a partir da autocorrelação, não

sendo igual a T_p no caso de o pulso possuir *chirp*. Como se pode observar na figura 38, o efeito do *chirp* na figura da autocorrelação é estreitá-la, comparado à autocorrelação para um pulso sem *chirp* e com a mesma duração temporal, diminuindo $\Delta\tau_{ac}$, de modo que, de acordo com a equação (5.8), o tempo estimado do pulso T_{ac} é menor que seu tempo real, T_p .

Outra quantidade importante é o produto tempo-largura de banda (TBWP), que é um parâmetro para medir o quão próximo um pulso é limitado por transformada de Fourier. O produto tempo-largura de banda de um pulso secante hiperbólica obedece a uma relação de desigualdade dada por

$$T_p \cdot \Delta\nu_p \geq 0.315, \quad (5.10)$$

onde T_p e $\Delta\nu_p$ são a duração real (FWHM) e largura de banda real do pulso. A igualdade ocorre no caso de um pulso ser limitado por transformada de Fourier.

A partir da autocorrelação, poderemos estimar parâmetros importantes do pulso, como sua duração, sua potência de pico, sua fase adquirida ao longo da fibra óptica, sua energia, e ainda ter uma boa estimativa, a partir do produto tempo-largura de banda, do quão próximo o pulso está de um pulso limitado por transformada de Fourier.

5.3.4 Estimativa dos parâmetros para diferentes configurações do laser

Uma vez que a autocorrelação e suas propriedades foram introduzidas, podemos usar esta técnica para a estimativa de parâmetros de um pulso.

A figura 39 mostra uma figura de autocorrelação, medida no osciloscópio, onde está presente a maneira que as medições desta figura foram feitas.

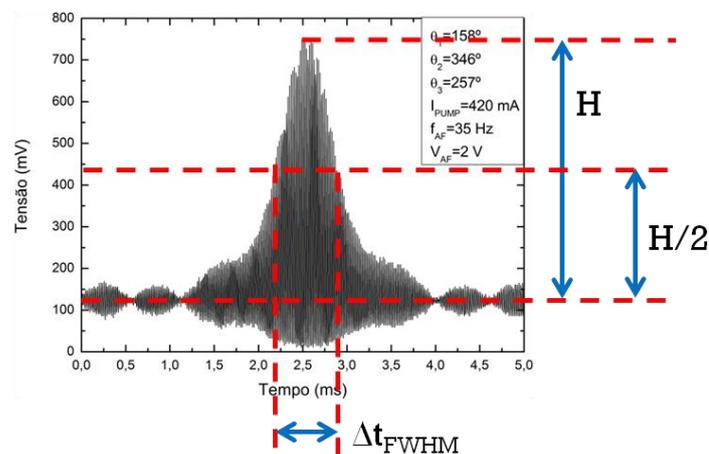


Figura 39: Método usado para obtenção da largura a meia altura do tempo real.

Para obter o tempo real decorrido entre duas franjas claras, Δt_{pp} , foi feita uma ampliação na **figura 39**, para que as oscilações presentes pudessem ser vistas com mais detalhes. Esta imagem ampliada está representada na figura 40.

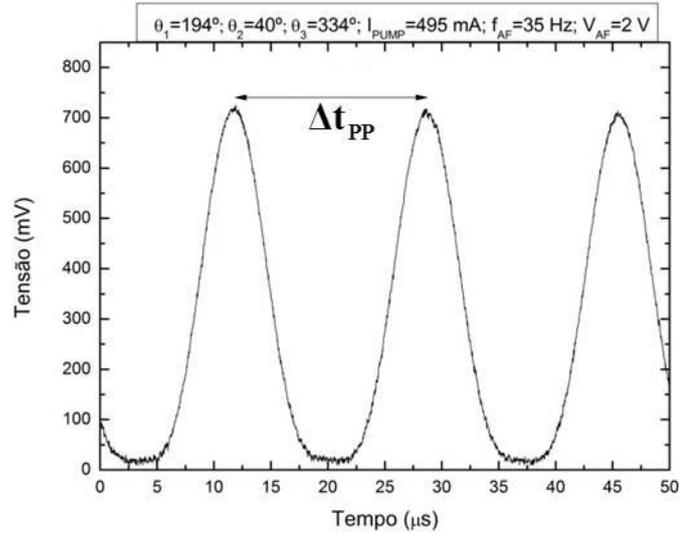


Figura 40: Figura de autocorrelação, para obtenção do tempo entre duas franjas claras.

Em posse destes dados, podemos usar as equações (5.6) e (5.8) para estimar o tempo de duração do pulso, e o espectro obtido pelo analisador de espectro óptico. Conhecendo o tempo estimado do pulso, e a largura de banda real do pulso, medida no analisador, poderemos analisar o produto tempo-largura de banda na equação (5.10), e comparar para conhecer, ao menos qualitativamente, o quão próximo o pulso está do limite por transformada de Fourier.

É importante ressaltar que, como já discutido, o tempo estimado de duração de um pulso com *chirp* é menor que seu tempo real, de forma que, se usarmos esta duração estimada para calcular o produto tempo-largura de banda, o produto poderá resultar em um valor menor que 0.315. No entanto, isto não corresponde à realidade. Mesmo assim, o produto estimado é útil para uma estimativa de quanto o pulso está próximo do regime de um pulso limitado por transformada.

Para esta caracterização, selecionamos três regimes diferentes de pulsos (denominados regimes 1, 2 e 3), obtidos ajustando as placas de onda e a potência do laser de bombeamento, e realizamos medidas do espectro óptico e da figura de autocorrelação, presentes nas figuras a seguir. As figuras de autocorrelação estão em função do atraso na cavidade, $\Delta\tau_{ac}$, obtido através da equação (5.6).

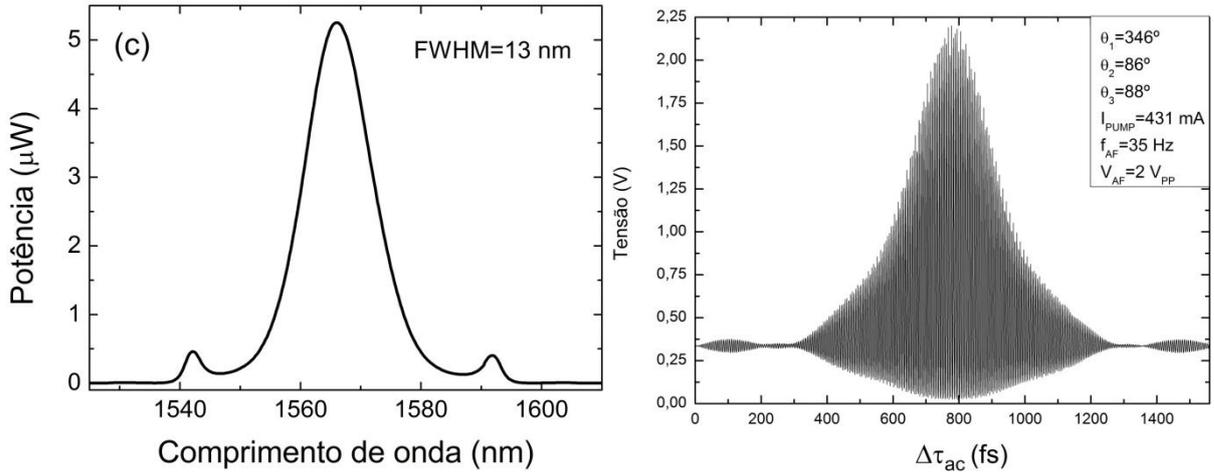


Figura 41: Espectro e autocorrelação do regime 1.

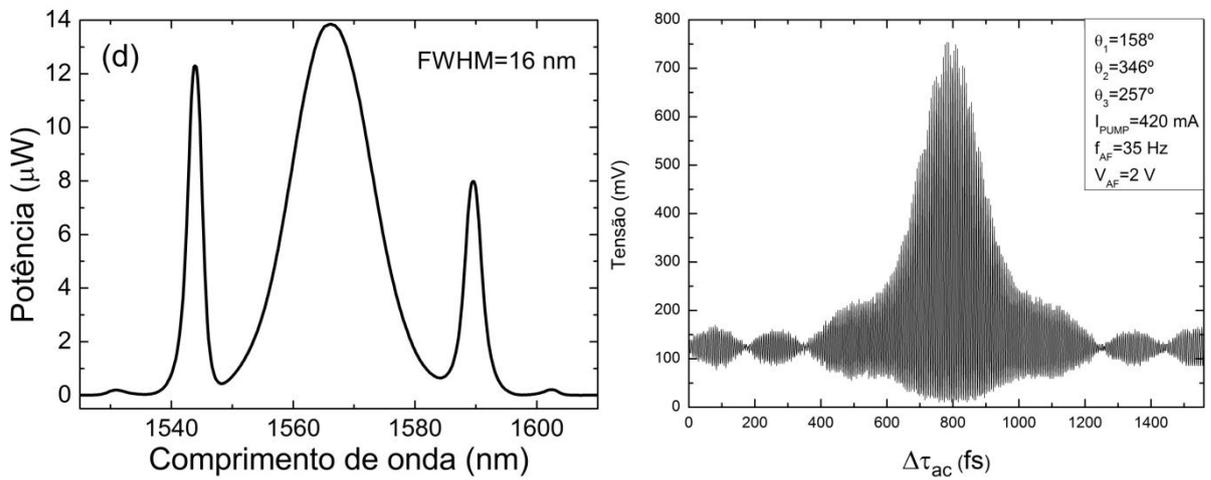


Figura 42: Espectro e autocorrelação do regime 2.

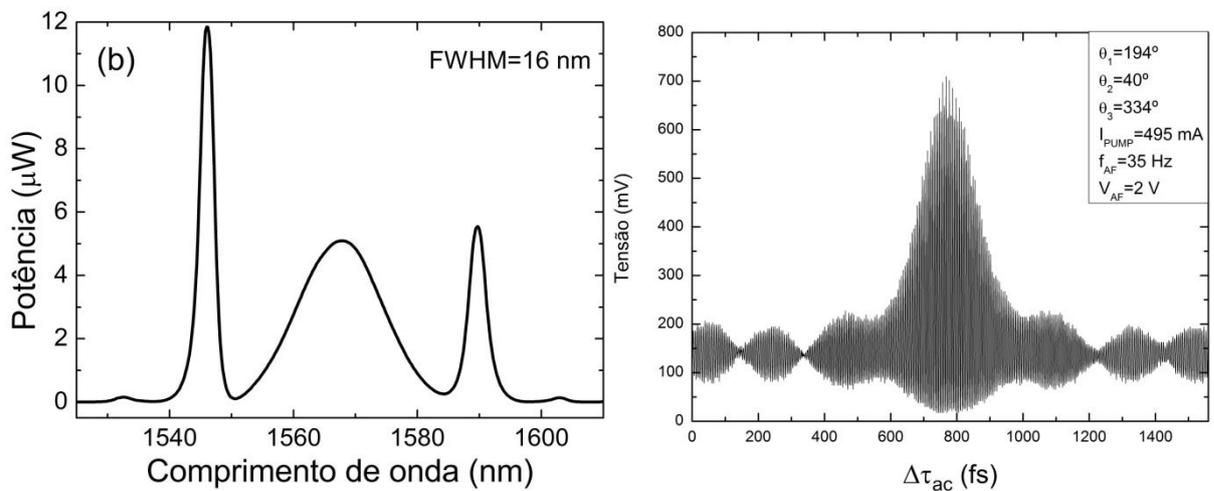


Figura 43: Espectro e autocorrelação do regime 3.

Como se pode observar nos espectros, pulsos de largura espectral variável entre 13 e 16 nm foram obtidos. Pulsos de largura até 17 nm

puderam ser observados, mas eram extremamente instáveis e de difícil reprodutibilidade.

Nas figuras das autorrelações é possível perceber os batimentos gerados pelos picos laterais dos espectros. Quanto maiores são estes picos laterais em relação ao comprimento de onda central do laser, maior o batimento, e, portanto, a instabilidade no pulso. Por este motivo, as configurações que geram o regime mais indicado para a metrologia óptica são as configurações do regime 1.

Usando as informações obtidas a partir do espectro, construímos a tabela 11, com os parâmetros de duração e espectro obtidos para os três regimes.

Regime	T_{ac} (fs)	$\Delta\nu_{ac}$ (THz)	$\Delta\nu_p$ (THz)	$T_{ac}\Delta\nu_p$
1	187	1.68	1.59	0.298
2	147	2.14	1.96	0.288
3	135	2.33	1.95	0.263

Tabela 11: Medidas espectrais e de duração do pulso.

Como mostrado anteriormente, T_{ac} , $\Delta\nu_{ac}$ e $\Delta\nu_p$ são a duração do pulso e a largura espectral estimadas pela autocorrelação, e a largura do pulso medida pelo espectro, respectivamente. É importante ressaltar que T_{ac} e $\Delta\nu_{ac}$ irão corresponder aos valores reais T_p e $\Delta\nu_p$ somente no caso de um pulso sem *chirp*. O produto tempo-largura de banda, $T_{ac}\Delta\nu_p$ é estimado, pois usa a duração estimada T_{ac} .

Como se pode notar, a largura espectral estimada é maior que a largura espectral medida, indicando que a duração estimada do pulso é menor que sua duração real, como já discutido nesta seção. Pelo mesmo motivo, o produto tempo-largura de banda estimado é menor que o mínimo permitido, a saber, 0.315. No entanto, o regime mais próximo do valor 0.315 é o regime 1, indicando que este está mais próximo de um pulso limitado por transformada de Fourier.

A partir dos dados estimados na tabela 11, podemos estimar a potência de pico P_0 , a energia do pulso E , e a fase máxima adquirida

pelo pulso por volta na cavidade $|\varphi_{\max}|$ usando as equações (2.42) e (2.43).

Regime	P_0 (kW)	E (pJ)	φ_{\max} (rad)
1	1.19	127.8	1.08
2	1.97	164	1.78
3	2.34	178.3	2.12

Tabela 12: Potência de pico, energia e fase máxima estimados para os três regimes.

Dentre todos estes regimes, como já foi mostrado e escolhido como padrão para a metrologia óptica foi o regime 1, perfeitamente reprodutível e estável, mesmo após desalinhamento ou muito tempo transcorrido.

5.4 Conclusão

Neste capítulo, descrevemos os componentes e os efeitos fundamentais necessários para sustentar um regime pulsado, a saber: meio de ganho, absorvedor saturável, automodulação de fase, e dispersão. Conhecemos também onde cada um destes elementos está presente especificamente em nosso laser. A compreensão de cada um destes elementos nos fez explicar características peculiares do nosso laser, como a região espectral de formação do pulso, a operação em regime pulsado apesar das altas perdas na cavidade, o efeito não linear que dá origem à modulação da intensidade, a varredura de frequências, a dispersão do meio como forma de equilibrar a varredura de frequências, etc.

Com a operação pulsada estabilizada, observamos diversos regimes pulsados, incluindo regimes com presença de múltiplos pulsos (com até três pulsos), e, em alguns casos, a presença de uma componente contínua na intensidade óptica. Tais regimes não tinham

uma estabilidade desejada, de forma que apenas explicamos o motivo de suas existências, sem uma caracterização detalhada. Para os regimes de único pulso, encontramos pulsos com larguras espectrais variando entre 13 e 18 nm, sendo que, para larguras maiores que 16 nm, os regimes eram instáveis e difíceis de serem obtidos. Não sendo apropriados para a metrologia óptica, tais regimes não foram selecionados para análise mais profunda.

Dentre os regimes considerados estáveis, alguns foram escolhidos para serem caracterizados através da técnica denominada autocorrelação. Os resultados obtidos a partir da autocorrelação foram comparados com as medidas espectrais, e, então, uma análise da “qualidade” do pulso, ou seja, o quanto o regime está próximo de um regime pulsado limitado por transformada de Fourier, foi feita.

Foram obtidos pulsos estáveis e aproximadamente limitados por transformada de Fourier, com larguras espectrais entre 13 e 16 nm, com duração estimada de aproximadamente 200 fs, potência de pico de aproximadamente 1.2 kW, e frequência de repetição f_{rep} da ordem de 146 MHz, podendo ser aumentada através da diminuição do tamanho da cavidade. Tais frequências são estáveis, com flutuações de, aproximadamente, 48 Hz/min, e tal estabilidade pode aumentar mediante aperfeiçoamentos no laser como, por exemplo, supressão de correntes de ar e isolamento térmico.

CAPÍTULO 6: CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

Nesta dissertação foi demonstrada a construção, caracterização e operação de um laser de femtossegundos a fibra dopada com érbio. Durante cada etapa de construção, informações fundamentais foram obtidas dos elementos constituintes do laser.

Fizemos um estudo do meio ganho, onde concluímos haver um ganho na fibra óptica de até 23 dB e um espectro de ganho largo, em torno de 90 nm, mais que suficiente para conter todo o espectro do pulso. A saturação do meio de ganho também foi estudada, sendo que a potência de saturação medida foi de aproximadamente 36 mW para 1530 nm e 66 mW para 1550 nm. Também foi caracterizada a potência de saída variando-se dois parâmetros: o acoplamento de saída e a potência do laser de bombeamento. Esta última caracterização, para algumas configurações, apresentou um comportamento não linear, atribuído à rotação não linear na fibra, mesmo em regime CW.

Caracterizamos os regimes de oscilação de relaxação, detectando oscilações de 0 a 350 kHz. Caracterizamos experimentalmente a dependência desta frequência com o acoplamento de saída e com a potência do laser de bombeamento. Os resultados estão satisfatoriamente de acordo com a teoria.

Também demonstramos a existência de regimes pulsados cujos pulsos estão próximos de serem limitados por transformada de Fourier. Estes pulsos possuem duração de 200 fs aproximadamente, com potências de pico da ordem de 1.2 kW, frequência de repetição f_{rep} de aproximadamente 146 MHz, que verificamos apresentar uma estabilidade bastante razoável.

Alguns novos desenvolvimentos serão necessários para obtermos um pente de frequências devidamente estabilizado. O próximo passo será a amplificação dos pulsos e sua posterior passagem por uma fibra altamente não linear (HNLF) visando a geração de uma oitava óptica. Com isto será possível medir e estabilizar a frequência de *offset* do

pende de frequências e também a frequência de repetição do laser. Para incrementar a estabilidade do laser, será feito um abrigo para ele, isolando-o, assim, de flutuações térmicas e de correntes de ar.

O sistema como um todo se mostrou satisfatório do ponto de vista dos custos e de estabilidade para a aplicação em metrologia óptica.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] K. M. Evenson, J. S. Wells, F. R. Petersen, B. L. Danielson, and G. W. Day, “Accurate Frequencies of Molecular Transitions Used in Laser Stabilization: the 3.39- μm Transition in CH_4 and the 9.33- and 10.18- μm Transitions in CO_2 ”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, pp. 192-195, 1973.
- [2] R. L. Barger, and J. L. Hall, “Wavelength of the 3.39- μm Laser-Saturated Absorption Line of Methane”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, pp. 196-199, 1973.
- [3] T. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, and T. W. Hänsch, “Phase-Coherent Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency with an Optical Frequency Interval Divider Chain”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, pp. 2646-2649, 1997.
- [4] C. Schwob, L. Jozefowski, B. de Beauvoir, L. Hilico, F. Nez, L. Julien, F. Biraben, O. Acaf, and A. Clairon, “Optical Frequency Measurement of the 2S-12D Transitions in Hydrogen and Deuterium: Rydberg Constant and Lamb Shift Determinations”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 4960-4963, 1999.
- [5] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, “Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium D_1 Line with a Mode-Locked Laser”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 3568-3571, 1999.
- [6] A. Peters, K. Y. Chung, B. Young, J. Hensley, and S. Chu, “Precision Atom Interferometry”, *Philos. Trans. R. Soc. Lond., Ser. A*, vol. 355, pp. 2223-2233, 1997.
- [7] D. Hils, and J. L. Hall, “Improved Kennedy-Thorndike Experiment to Test Special Relativity”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, pp. 1697-1700, 1990.
- [8] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, and G. Zinner. “First Phase-Coherent Frequency Measurement of Visible Radiation. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, pp. 18-21, 1996.
- [9] J. D. Kafka, T. Baer, and D. W. Hall, “Mode-Locked Erbium-Doped Fiber Laser with Soliton Pulse Shaping”, *Optics Letters*, vol. 14, No. 22, pp. 1269-1271, 1989.
- [10] J. Chen, J. W. Sickler, E. P. Ippen, and F. X. Kärtner, “High Repetition Rate, Low Jitter, Low Intensity Noise, Fundamentally Mode-Locked 167 fs Soliton Er-Fiber Laser”, *Optics Letters*, vol. 32, No. 11, pp. 1566-1568, 2007.
- [11] G. P. Agrawal “Nonlinear Fiber Optics”, 3rd edition, Academic Press, San Diego, 2001.
- [12] R. W. Boyd, “Nonlinear Optics”, Academic Press, San Diego, 1992.
- [13] A. E. Siegman, “Lasers”, University Science Books, California, 1986.
- [14] H. G. Winful, “Self-Induced Polarization Changes in Birefringent Optical Fibers”, *Applied Physics Letters*, Vol. 47, pp. 213-215, 1985.

- [15] R. J. Mears, L. Reekie, S.B. Poole, D.N. Payne, "Low-threshold tunable CW and Q-switched fiber laser operating at 1.55 μm ", *Electronics Letters*, vol. 22, pp. 159-160, 1986.
- [16] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, "Low-noise Erbium-doped fiber amplifier at 1.54 μm ", *Electronics Letters*, vol. 23, pp. 1026–1028, 1987.
- [17] E. Desurvire, J. Simpson, and P.C. Becker, "High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier", *Optics Letters*, vol. 12, No. 11, pp. 888–890, 1987.
- [18] F. D. B. Mahad, and A. S. B. M. Supa, "EDFA gain optimization for WDM System", *Elektrika*, vol. 11, No. 1, pp. 34-37, 2009.
- [19] G. P. Agrawal, "Amplification of Ultrashort Solitons in Erbium-Doped Fiber Amplifiers". *Photonics Letters*, vol. 2, pp. 875-877, 1990.
- [20] D. L. Harris, J. D. Minelly, and S. C. Guy, "Measurement of the multiphonon decay rate from the $^4\text{I}_{11/2}$ level in erbium-doped silica, multicomponent silicate, tellurite and fluoride fibers." *Conference on Laser and Electro-Optics*, p. 298, 2000.
- [21] M. A. Rebolledo, J. A. Vallés, and S. Setién, "*In Situ* Measurement of Polarization-Resolved Emission and Absorption Cross Sections of Er-Doped Ti:LiNbO₃ Waveguides", *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 19, pp. 1516-1520, 2002.
- [22] W. L. Barnes, R. I. Laming, E. J. Tarbox, and R. R. Morkel, "Absorption and emission cross section of Er³⁺ doped silica fibers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, pp. 1004-1012, 1991.
- [23] E. Desurvire, J. L. Zyskind, and J. R. Simpson, "Spectral Gain Hole-Burning at 1.53 μm in Erbium-Doped Fiber Amplifiers", *IEEE Photonics Letters*, vol. 2, No. 4, pp. 246-248, 1990.
- [24] R. Allen, L. Esterowitz, and R. J. Ginther, "Diode-Pumped Single-Mode Fluorozirconate Fiber Laser from the $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ Transition in Erbium", *Applied Physics Letters*, vol. 56, pp. 1635-1637, 1990.
- [25] A. Yariv, "Quantum Electronics", 3^a edição. John Wiley & Sons.
- [26] G. P. Agrawal, "Fiber-Optic Communication Systems", 3rd edition, John Wiley & Sons, New York.
- [27] M. Ding, and P. K. Cleo, "Analysis of Er-Doped Fiber Laser Stability by Suppressing Relaxation Oscillation", *Photonics Technology Letters*, vol. 8, No. 9, pp. 1151-1153, 1996.
- [28] D. C. Hanna, A. Kazer, M. W. Phillips, D. P. Shepherd, and P. J. Suni, "Active Mode-Locking of an Yb : Er Fibre Laser" *Electronics Letters*, vol. 25, No. 2, pp. 95-96, 1989.
- [29] J. D. Kafka, T. Baer, and D. W. Hall, "Mode-Locked Erbium-Doped Fiber Laser with Soliton Pulse Shaping", *Optics Letters*, vol. 14, No. 22, pp. 1269-1271, 1989.

- [30] B. R. Washburn, S. A. Diddams, N. R. Newbury, J. W. Nicholson, M. F. Yan, and C. G. Jorgensen, "Phase-Locked, Erbium-Fiber-Laser-Based Frequency Comb in the Near Infrared", *Optics Letters*, vol. 29, pp. 250-252, 2004.
- [31] T. R. Schibli, K. Minoshima, F.-L. Hong, H. Inaba, A. Onae, H. Matsumoto, I. Hartl, and M. E. Fermann, "Frequency Metrology with a Turnkey All-Fiber System", *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 2467-2469, 2004.
- [32] J. Rauschenberger, T. Fortier, D. Jones, J. Ye, and S. Cundiff, "Control of the Frequency Comb from a Modelocked Erbium-Doped Fiber Laser", *Optics Express*, vol. 10, pp. 1404-1410, 2002.
- [33] J. Kim, J. Chen, Z. Zhang, F. N. C. Wong, F. X. Kärtner, F. Loehl, and H. Schlarb, "Long-Term Femtosecond Timing Link Stabilization Using a Single-Crystal Balanced Cross Correlator", *Optics Letters*, vol. 32, pp. 1044-1046, 2007.
- [34] A. Foltynowicz, T. Ban, P. Maslowski, F. Adler, and J. Ye, "Quantum-Noise-Limited Optical Frequency Comb Spectroscopy", *Physical Review Letters*, vol. 107, 233002 (2011).
- [35] F. Ö. Ilday, J. Chen, and F. X. Kärtner, "Generation of Sub-100-fs Pulses at Up to 200 MHz Repetition Rate from a Passively Mode-locked Yb-doped Fiber Laser", *Optics Express*, vol. 13, pp. 2716-2721, 2005.
- [36] M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober, and A. J. Schmidt, "Mode Locking with Cross-Phase and Self-Phase Modulation", *Optics Letters*, vol. 16, No. 7, pp. 502-504, 1991.
- [37] D. Y. Tang, W. S. Man, H. Y. Tam, and P. D. Drummond, "Observation of bound states of solitons in a passively mode-locked fiber laser", *Physical Review A*, vol. 64, 033814 (2001).